

2 р. 10 к.



22 MAR

91  
4576 В.В. АРИСТОВ А.И. ЕРКО  
**РЕНТГЕНОВСКАЯ  
ОПТИКА**



« НАУКА »

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ ТЕХНОЛОГИИ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ  
И ОСОБОЧИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

В.В.АРИСТОВ А.И.ЕРКО

# РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА

Ответственный редактор  
доктор физико-математических наук  
Э.В. Суворов



МОСКВА  
"НАУКА"  
1991

0 5 МАЯ 2005

Выпущено в свет  
в количестве

1000 экземпляров  
в том числе  
для библиотеки  
и для обмена

791  
4576  
УДК 621.386.8: 681.7.032

Рентгеновская оптика / В. В. Аристов, А. И. Ерко. - М.: Наука, 1991. - 150 с. - ISBN 5-02-006826-8

В монографии изложены физические принципы и основы технологии создания дифракционных оптических элементов для фокусировки, модуляции и передачи изображений в рентгеновском излучении. Рассмотрены вопросы физики взаимодействия с веществом рентгеновских квантов с энергией 50 эВ - 10 кэВ. Особое внимание уделено когерентно-оптическим явлениям в рентгеновском диапазоне, рентгеновской голографии. Впервые описаны и приведены методы расчета брэгг-френелевских оптических элементов на основе многослойных рентгеновских зеркал. Для специалистов в области физики.

Табл. 5. Ил. 119. Библиогр.: 239 назв.

X-ray optics / V.V.Aristov, A.I.Erko. - M.: Nauka, 1991.-150p. - ISBN 5-02-006826-8

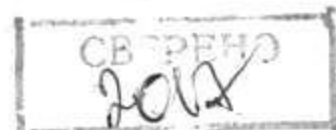
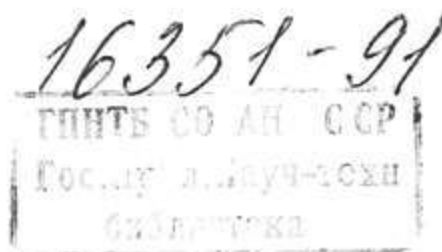
In the monograph physical principles and technology foundation for the creation of the diffraction optical elements for focusing, modulation and images transfer under X-ray radiation have been treated. Physical aspects of the interaction with matter X-ray quanta with the energy of 50 eV - 10 KeV have been considered. Most attention has been paid to coherence - optical phenomenon in X-ray range as well as to X-ray holography. For the first time Bragg-Fresnel optical elements on the base of multilayer X-ray mirrors have been described and the methods for their calculation have been given.

For specialists in physics.

Tab.5. Fig.119. Ref.:239

Рецензенты: В. А. Тулин, В. Ш. Шехтман

А 1604060000 -052 258-91 II полугодие © Издательство "Наука", 1991  
042(02) - 91  
ISBN 5-02-006826-8



## ПРЕДИСЛОВИЕ

Начатое в середине 70-х годов энергичное освоение нанометрового диапазона длин волн электромагнитного излучения (длины волн от 0,1 до 20 нм) было вызвано рядом факторов, обуславливающих его научные и технические приложения. Важнейшими среди них можно назвать физику плазмы, космические исследования, биологическую микроскопию, технологию и диагностику приборов микроэлектроники и т. д. В нанометровом диапазоне оказывается возможным проведение исследований, связанных с изучением свойств веществ вблизи фундаментальных краев поглощения (электронные оболочки атомов К, L, M и др.). Пространственное разрешение рентгенооптических систем теоретически может достигать 10 нм, поэтому возможно создание схем локальной диагностики с субнанометровым разрешением. Накопленный в настоящее время экспериментальный и теоретический материал позволяет говорить о формировании нового научного направления, связанного с использованием нанометрового излучения в технологии, диагностике, передаче и обработке информации. Основой развития этого направления является создание мощных источников излучения нанометрового диапазона - синхротронов и накопительных колец, а в перспективе и рентгеновских лазеров, а также методов технологии микроэлектроники, позволяющих изготовить структуры дифракционных приборов с субмикронными и субнанометровыми размерами. Условно элементы рентгеновской оптики можно разделить на следующие группы:

пассивные элементы, предназначенные для отклонения или фокусировки пучков (аналоги оптических линз, зеркал, статических расщепителей пучков);

дисперсионные элементы для создания спектральных приборов;

активные элементы для сканирования рентгеновского пучка, управляемая адаптивная оптика;

элементы, осуществляющие преобразование информации из электрических, акустических, оптических сигналов в модуляцию рентгеновского пучка.

Наибольшее распространение в настоящее время получили рентгенооптические системы, основанные на эффекте полного внешнего отражения излучения от металлических поверхностей. Однако необходимость использования скользких углов отражения излучения существенно ограничивает характеристики этой оптики. С развитием методов микроструктурирования - технологии изготовления планарных субмикронных структур с размерами элементов порядка длины волны рентгеновского излучения, технологии напыления и роста тонких пленок различных материалов - появилась возможность создания дифракционных оптических

элементов нанометрового диапазона. Это прежде всего элементы френелевской оптики, разрешение которых уже сейчас достигает 0,05 мкм. Значительным продвижением вперед явилось создание многослойных интерференционных зеркал для нанометрового диапазона, отражающих со значительной эффективностью в направлении, близком к нормали к поверхности. Современный этап развития оптики для рентгеновских лучей заключается в решении задачи создания эффективных фокусирующих элементов со структурой трехмерных зон Френеля - брэгг-френелевской оптики. Основой ее являются многослойные зеркала, монокристаллы и полупроводниковые гетероструктуры со статическим или динамическим фазовым рельефом.

Отличительной особенностью рассматриваемой области спектра излучения является то, что для качественного описания процессов дифракции на объемных структурах часто можно использовать математический аппарат, разработанный для оптической области спектра. Однако точные количественные данные можно получить, только используя более сложное динамическое приближение. Таким образом, как будет показано в гл. 4 данной книги, принцип прямого масштабирования для получения количественных результатов при переходе от оптического к нанометровому диапазону уже неприменим. Проблемы, возникающие при создании оптики в диапазоне нанометрового ("мягкого" рентгеновского) излучения, можно разделить на две основные группы:

1. Проблемы физики дифракции рентгеновского излучения на двумерных (плоских) и трехмерных (объемных) структурах. Поиск физических явлений, пригодных для использования в рентгеновском диапазоне для передачи изображений, острой фокусировки и управления пучком рентгеновских квантов. Создание аналитических моделей и алгоритмов численных расчетов рентгенодифракционных элементов. К первой группе проблем относится также анализ свойств дифракционных структур как изображающих систем - оценка эффективности, аберраций, разрешающей способности.

2. Разработка физических основ технологии элементов рентгеновской оптики, требующей уникальных методов микроструктурирования, по своим возможностям превосходящих современные методы микроэлектронной технологии.

В целом монография основана на фундаментальных и технологических исследованиях, выполненных в Институте проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов АН СССР при непосредственном участии авторов в 1983-1989 годах.

Авторы выражают искреннюю благодарность сотрудникам лаборатории рентгеновской оптики и технологии, группы автоматизации научных исследований ИПТМ АН СССР и всем участникам научных и технологических исследований, явившихся предметом данной книги.

В данной главе описаны физические принципы взаимодействия рентгеновского излучения с длинами волн от 0,1 до 20 нм (10 кэВ - 50 эВ) с веществом. В качестве основной характеристики оптических свойств веществ использованы факторы атомного рассеяния. Приведена связь факторов атомного рассеяния с общепринятыми в оптике коэффициентами преломления и поглощения вещества. На основании данных, опубликованных в литературе, сделан анализ классов веществ, пригодных для создания высокоэффективной рентгеновской оптики. В конце главы приведен ряд экспериментальных методов измерения оптических констант материалов в рентгеновском диапазоне длин волн.

### 1.1. Факторы, определяющие взаимодействие рентгеновских лучей с веществом

Основные резонансные частоты связанных электронов большинства элементов периодической системы находятся в диапазоне длин волн 0,01-10 нм. В отличие от оптического диапазона, где показатель преломления больше единицы для всех веществ, в нанометровом диапазоне он отличается от единицы на малую отрицательную величину  $\delta$ . В области фундаментальных краев поглощения (резонансов) электронных оболочек атомов коэффициент преломления может менять знак в очень узком диапазоне длин волн, что сопровождается резким изменением коэффициента поглощения вещества [1].

Физика взаимодействия жесткого рентгеновского излучения (длина волны короче 1 нм) с веществом достаточно подробно описана в книге Джеймса [2]. Следуя описанию процесса взаимодействия атома с рентгеновским квантом, данному в [3], для низкоэнергетических мягких рентгеновских лучей это взаимодействие может быть описано с помощью когерентного рассеяния и фотоэлектронного поглощения. Некогерентным рассеянием можно пренебречь. Полностью процесс рассеяния рентгеновского кванта атомом может быть описан с помощью комплексной амплитуды рассеяния, определяемой атомными факторами рассеяния  $f_1 + if_2$ ,

$$E = E_0 (f_1 + if_2) (r_e/R) P(2\theta), \quad (1.1)$$

где  $r_e$  - классический радиус электрона ( $r_e = e^2/(mc^2)$ );  $R$  - расстояние до точки наблюдения;  $P(2\theta)$  - поляризационный фактор;  $E_0$  - амплитуда падающего поля;  $2\theta$  - угол между направлением падающего излучения и направлением рассеяния волны;  $f_1, f_2$  - факторы, описывающие

когерентное рассеяние (преломление) и фотоэлектронное поглощение.

Для излучения с длиной волны больше размеров электронной оболочки атомов (мягкого рентгеновского излучения) можно считать, что все электроны оболочки рассеивают в фазе и, что очень важно,  $f_1$  и  $f_2$  не зависят от угла. Таким образом, в формуле (1.1) остается только один зависящий от угла параметр  $P(2\theta)$ . Он равен единице в том случае, когда вектор поляризации падающего излучения перпендикулярен плоскости рассеяния, и  $\cos 2\theta$ , когда вектор поляризации лежит в этой плоскости. Для неполяризованного излучения интенсивность рассеянного излучения выражается как

$$I(\lambda, \theta) = I_0 (r_e/R)^2 (f_1^2 + f_2^2) [1 + \cos^2(2\theta)] / 2. \quad (1.2)$$

На основании расчетов с использованием релятивистской квантовой теории дисперсии для атомного рассеяния [4] было показано, что компонента  $f_2$  прямо пропорциональна сечению фотоионизации  $\mu_a$ , а  $f_1$  выражается через сечение ионизации с помощью интегрального преобразования:

$$f_2(W) = \frac{W \mu_a(W)}{2\pi r_e \hbar c}, \quad (1.3a)$$

$$f_1(W) = Z + \frac{1}{\pi r_e \hbar c} \int_0^\infty \frac{W_c \mu_a(W_c) dW_c}{W^2 - W_c^2} + \Delta f_2, \quad (1.3b)$$

$\Delta f_2$  - релятивистский коэффициент, очень малый при энергиях порядка 1 кэВ;  $Z$  - атомный номер элемента;  $\hbar$  - постоянная Планка;  $W_c$  - энергия кванта излучения. Значения  $f_1$  и  $f_2$  в диапазоне от 100 эВ до 2 кэВ были вычислены в [5] на основе экспериментальных данных по измерению сечения фотоионизации  $\mu_a$ .

Для системы, состоящей из разных сортов атомов, среднее значение фактора атомного рассеяния мягкого рентгеновского излучения дается выражениями

$$NF_1 = \sum_g N_g f_{1g}, \quad NF_2 = \sum_g N_g f_{2g}, \quad (1.4)$$

где  $NF_{1,2}$  - средний фактор атомного рассеяния на единичный объем;  $N_g$  - число атомов сорта  $g$  в единице объема.

Таким образом, в диапазоне мягкого рентгеновского излучения факторы атомного рассеяния могут быть вычислены из значений сечений фотоионизации. При энергиях квантов выше 50 эВ они не зависят от угла рассеяния и от состояния атомной системы (за исключением краев поглощения).

Комплексный коэффициент преломления вещества  $\hat{n}$ :

$$\hat{n} = 1 - \delta + i\beta, \quad (1.5)$$

где  $\delta = r_e \lambda^2 N_g f_1 / (2\pi)$ ,  $\beta = r_e \lambda^2 N_g f_2 / (2\pi)$ .

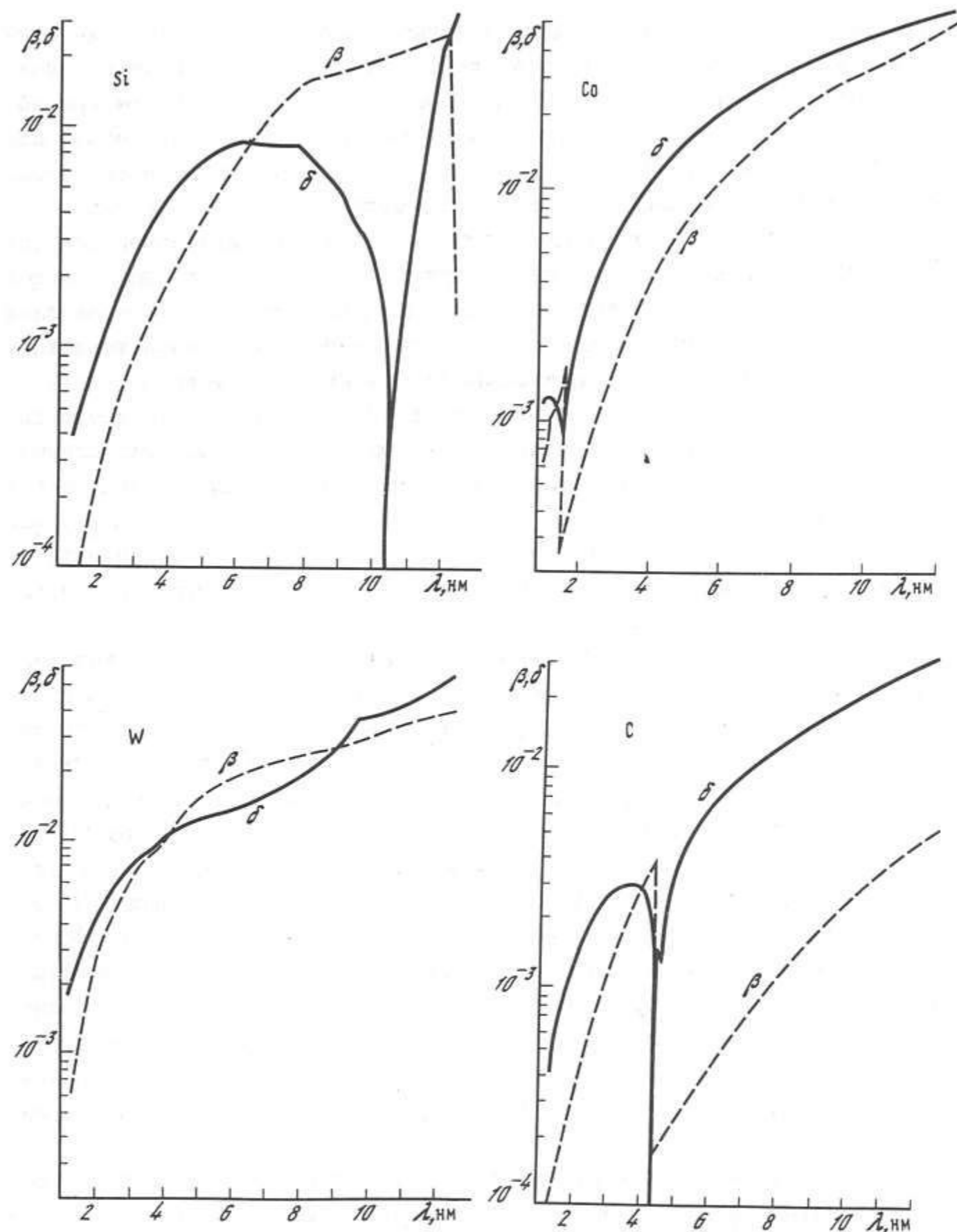


Рис.1.1. Оптические константы кремния, кобальта, вольфрама и углерода, рассчитанные по данным работы [5]

Прямое измерение действительной части коэффициента преломления представляет сложную экспериментальную задачу. Начало таких исследований было положено Лукирским с сотрудниками [6]. Однако до сих пор полные данные для большинства элементов отсутствуют. Проверен-

ные экспериментальные измерения в коротковолновой области длин волн показали довольно хорошее совпадение теоретических и экспериментальных значений  $\delta$ ,  $\beta$  [7]. Продвижение в более длинноволновую область сопряжено со значительными экспериментальными трудностями из-за большого коэффициента поглощения практически всех материалов, что делает неприменимыми классические методы измерений. Недавно появился целый ряд работ, предлагающих использовать для измерения оптических констант многослойные структуры [8]. Однако этот метод очень чувствителен к технологическим погрешностям при изготовлении многослойных структур и может дать лишь качественную характеристику поведения коэффициента преломления для разных длин волн.

Таким образом, расчетные значения действительной части коэффициента преломления не учитывают реальную структуру вещества, взаимодействия атомов внутри кристаллической (или аморфной) матрицы и удовлетворительно описывают оптические свойства материалов лишь вдали от краев поглощения. Все эти особенности следует принимать во внимание при использовании значений  $f_1$ ,  $f_2$  для расчета оптических свойств конкретного материала.

На рис.1.1 приведены примеры зависимостей оптических констант преломления  $\delta(\lambda)$  и поглощения  $\beta(\lambda)$  для четырех разных элементов, рассчитанные по формуле (1.5) (значения  $f_1$  и  $f_2$  взяты из таблиц [5]). Из этих графиков следует, что как для легких, так и для тяжелых элементов отличие действительной части комплексного коэффициента преломления от единицы не превышает  $10^{-2}$  в диапазоне до 10 нм. Константа поглощения  $\beta$  имеет тот же порядок, что свидетельствует о сильном поглощении нанометрового излучения любым элементом. В области краев поглощения наблюдается резкое различие в абсолютных значениях мнимой и действительной частей коэффициента преломления. Несмотря на то что значения  $f_1$  в этих областях нельзя вычислить абсолютно точно по значениям  $\mu_a$ , характер зависимостей дает возможность говорить об окнах прозрачности вблизи краев поглощения, где материал с оптической точки зрения можно рассматривать, как "фазовый". Если принять за меру такой "прозрачности" соотношение  $\chi = \delta/\beta$ , то можно определить интервал длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , для которых данный материал является фазовым. Примеры таких материалов и соответствующие значения  $\lambda$  (взяты из работы [9]) приведены ниже:

Материал	Au	Ag	Cu	Si	Al	C
$\lambda_1$ , нм	0,2	0,46	0,44	0,35	1,45	4,8
$\lambda_2$ , нм	0,23	0,88	0,54	2,0	2,25	8,6

Достаточно хорошими "фазовыми" свойствами обладают также материалы, состоящие из нескольких элементов, такие как халькогенидные стекла, полимеры и т.д. Рассчитать коэффициент преломления таких материалов более сложно, чем для отдельных элементов, их составляю-

щих. Тем не менее эту задачу нужно решить, поскольку целый ряд материалов сложного состава поддается прямой модификации их физических и химических параметров под воздействием электронных, ионных и рентгеновских пучков, что может быть использовано для изготовления рентгенооптических элементов.

Очень интересным материалом для создания оптических элементов является полиимид. Пленка полиимида, обработанная соответствующим образом, обладает высокой прочностью и термостойкостью (до 400°C). В то же время этот полимер имеет окно прозрачности в области К-края поглощения углерода. Это свойство полиимида широко используется для создания прозрачных мембран - основы для рентгенооптических элементов в нанометровом диапазоне длин волн. В табл.1.1 приведен интервал прозрачности и оптимальная толщина ряда материалов, используемых в качестве прозрачной основы рентгеношаблонов.

Таблица 1.1

Материал	Толщина, мкм	$\lambda$ , нм
Кремний, легированный бором	1-5	0,7-1,5
Бериллий	12	0,7-1,5
Майлар (хостфан)	2-25	{ <2,0 4,4-6,0
Полиимид	2-25	{ <2,0 4,4-6,0
Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub>	0,1-0,2	<4,0
Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> +SiO <sub>2</sub>	0,3-0,4	<2,0
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	3-5	8-15
Полипропилен	1-25	<25
Поликарбонат	2	{ <2,0 4,4-6,0
Поливинил	0,4	{ <3,0 4,4-7,5
Алюминий	6	0,8-1,4
Нитроцеллюлоза	1-5	{ <2,0 4,4-6,0
Парилен	0,2-3	<7,0

## 1.2. Экспериментальные методы измерения оптических констант материалов

Как уже было отмечено ранее, основной характеристикой оптических свойств материалов в диапазоне нанометровых длин волн является сечение фотоионизации  $\mu_a$ . Используя формулу (1.36), можно вычислить

показатель преломления  $1-\delta$  и константу поглощения  $\beta$ . Прямые методы измерения сечения фотоионизации в нанометровой области спектра по пропусканию слоя материала довольно сложны. Из-за высоких коэффициентов поглощения излучения требуется готовить очень тонкие пленки вещества (меньше 0,3 мкм), контролировать их чистоту и толщину. Нужно учитывать, что оптические свойства пленок могут сильно отличаться не только в зависимости от свойств массивного материала, но и в зависимости от метода их получения - эпитаксии, напыления, травления и т.д. Особенность нанометрового диапазона длин волн заключается в том, что исследуемая область находится между двумя хорошо изученными областями - ультрафиолетовой и жесткой рентгеновской. Поэтому при нахождении оптических констант твердых тел в равной степени правомерно применение как методов, разработанных для коротковолнового рентгеновского диапазона длин волн, так и чисто оптических методов [10]. Широкие возможности для измерения абсолютных сечений фотоионизации открываются с использованием синхротронного излучения. Измерения, проведенные для большого числа средних и тяжелых элементов, позволили впервые с большой точностью измерить сечение фотоионизации [11-13].

Особенно сложную проблему представляет измерение действительной части константы преломления  $1-\delta$ . Рассмотрим подробно некоторые методы, используемые для этой цели.

Прежде всего к таким методам относится излучение угловой зависимости коэффициента полного внешнего отражения. Условие полного внешнего отражения в пренебрежении величиной поглощения и учетом малого угла скользкого падения выглядит довольно просто [10]:

$$\hat{n} = 1 - \delta = \cos \theta_c = \sqrt{1 - \theta_c^2}, \quad (1.6)$$

где  $\theta_c$  - критический угол, следовательно,

$$\delta = \theta_c^2 / 2. \quad (1.7)$$

Критический угол полного отражения соответствует максимальной производной кривых отражения  $R_c(\theta)$ . На рис.1.2 [14] показаны кривые отражения от титана на разных длинах волн характеристического излучения. Для более точных измерений, дающих также возможность получить информацию о коэффициенте поглощения, можно воспользоваться методом, описанным в [14, 15]. В этих работах проведены систематические экспериментальные исследования оптических констант ряда материалов в области длин волн 0,7-11,3 нм.

Для вычисления величин действительной  $\delta$  и мнимой  $\beta$  части показателя преломления можно использовать формулы Френеля

$$S_{\parallel} = \frac{\hat{n} \sin \theta_1 - \sin \theta_2}{\hat{n} \sin \theta_1 + \sin \theta_2}, \quad S_{\perp} = \frac{\sin \theta_1 - \hat{n} \sin \theta_2}{\sin \theta_1 + \hat{n} \sin \theta_2}, \quad (1.8)$$

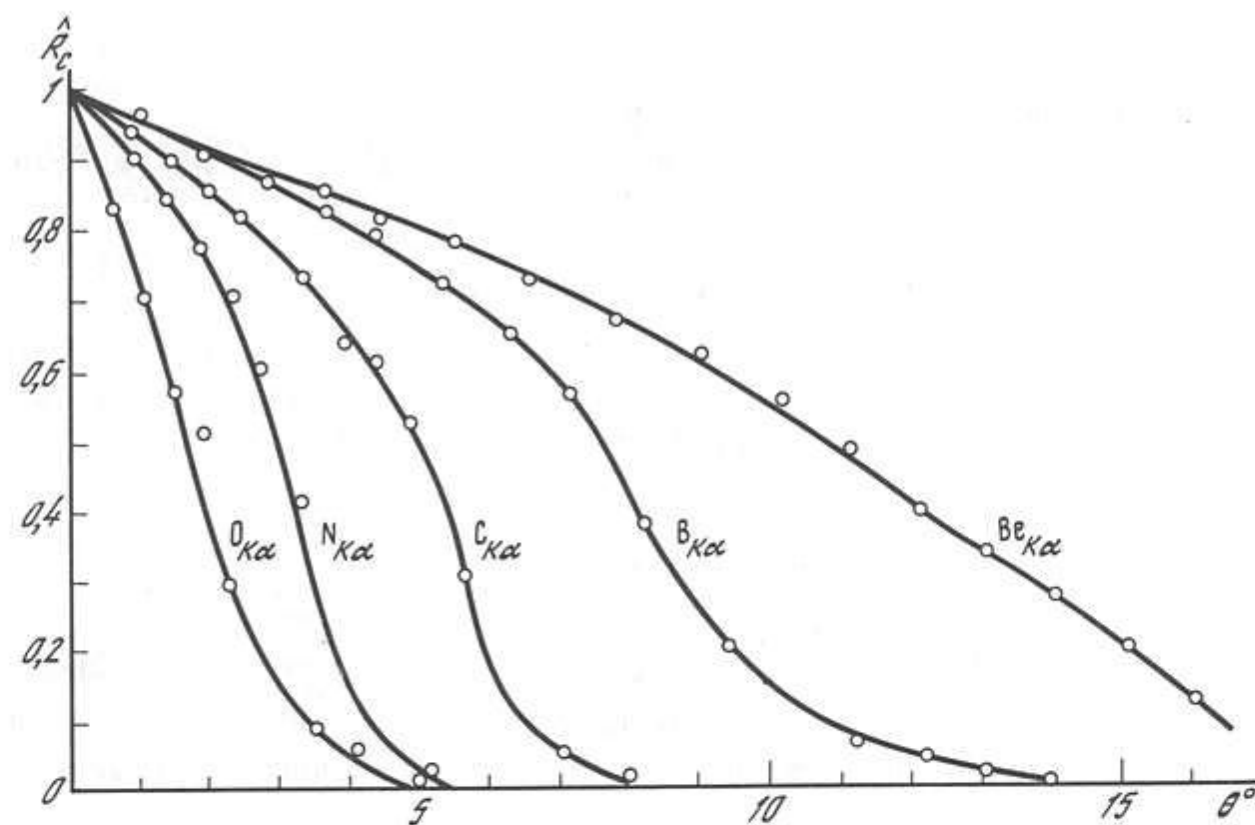


Рис.1.2. Зависимость коэффициента отражения рентгеновского излучения от угла скольжения для поверхности титана при различных длинах волн [14]

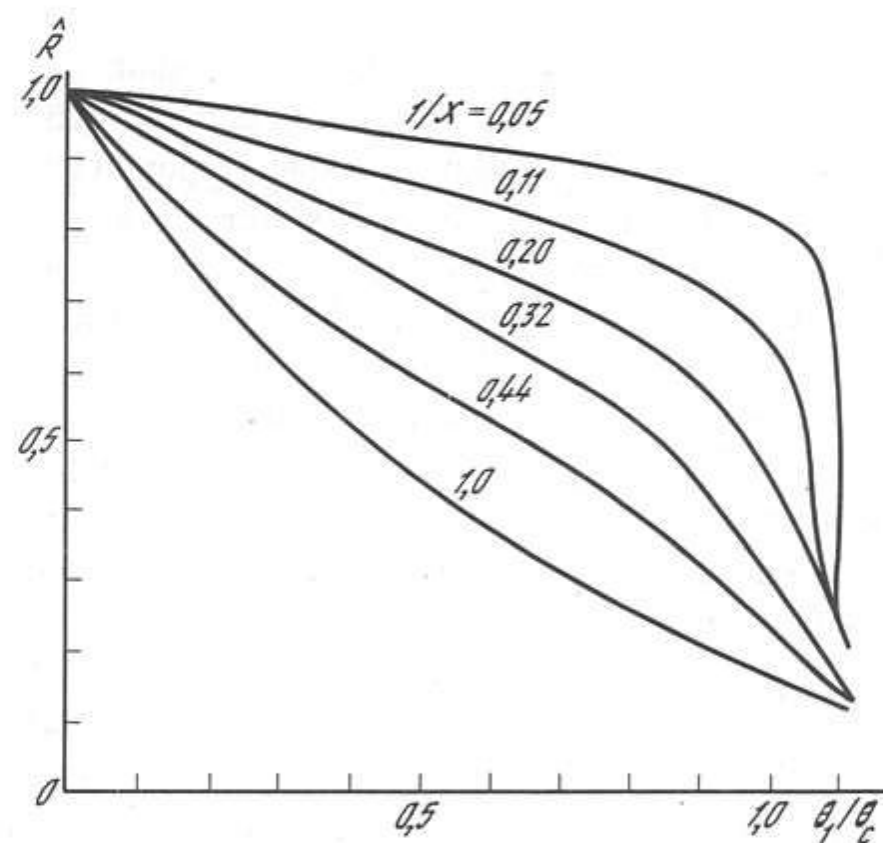


Рис.1.3. Расчетные параметрические кривые в координатах относительных углов, используемые для определения оптических констант [14]

где  $S_{\parallel}$  и  $S_{\perp}$  - коэффициенты отражения по амплитуде для падающей волны, поляризованной параллельно и перпендикулярно плоскости падения;  $\theta_1$  - угол падения;  $\theta_2$  - угол преломления;  $\hat{n}$  - показатель преломления.

Поскольку обычно измеряется коэффициент отражения для неполяризованного излучения, то

$$\hat{R} = 0,5(|S_{\parallel}|^2 + |S_{\perp}|^2). \quad (1.9)$$

В дополнение к формулам (1.6), (1.7) для  $\hat{n}$  напишем для  $\beta$

$$\beta = \lambda \mu_1 / (4\pi), \quad (1.10)$$

где  $\mu_1$  - линейный коэффициент поглощения.

Если предположить, что углы скольжения малы, то можно ввести обозначения:

$$\chi = \delta / \beta, \quad x = \theta_1 / \theta_c. \quad (1.11)$$

Следуя [16],

$$\hat{R}(\theta_1) = \frac{[\sqrt{2}x - (A + x^2 - 1)^{1/2}]^2 + A - (x^2 - 1)^{1/2}}{[\sqrt{2}x + (A + x^2 - 1)^{1/2}]^2 + A - (x^2 - 1)^{1/2}}, \quad (1.12)$$

где

$$A^2 = (x^2 - 1)^2 + (1/\chi)^2.$$

Уравнение (1.12) определяет семейство параметрических кривых  $\hat{R}(\theta_1)$  с параметром  $1/\chi$ , как показано на рис. 1.3 [14]. Строя экспериментальную кривую в осях  $x$  и  $1/\chi$  и подбирая значения критического угла  $\theta_c$ , можно однозначно определить  $x$  и  $\chi$ , а следовательно, величины  $\hat{n}$  и  $\beta$ .

Измерения оптических констант, проведенные с использованием соотношений (1.10) - (1.12), дали очень важный экспериментальный материал, необходимый для создания рентгенооптических систем [16, 17]. С появлением многослойных рентгеновских поляризаторов [18] оказалось возможным провести измерения оптических констант и для различной поляризации излучения. Погрешность метода при определении  $\hat{n}$  и  $\beta$  увеличивается с ростом поглощения рентгеновского излучения, поскольку при  $\mu_1 \geq 10 \text{ мкм}^{-1}$  определение критического угла полного внешнего отражения можно провести только весьма приблизительно. Сказывается тот факт, что при  $\lambda > 8 \text{ нм}$  углы отражения превышают  $10^\circ$  и нельзя использовать замену синуса угла на величину угла в радианах, и формула (1.12) не применима. Поэтому в [19] были использованы более точные формулы расчета оптических констант:

$$\hat{R}_\perp = \frac{a^2 + b^2 - 2a \sin \theta + \sin^2 \theta}{a^2 + b^2 + 2a \sin \theta + \sin^2 \theta}, \quad (1.13a)$$

$$\hat{R}_\parallel = \hat{R}_\perp \frac{a^2 + b^2 - 2a \cos \theta \operatorname{ctg} \theta + \cos^2 \theta \operatorname{ctg}^2 \theta}{a^2 + b^2 + 2a \cos \theta \operatorname{ctg} \theta + \cos^2 \theta \operatorname{ctg}^2 \theta}, \quad (1.13б)$$

$$2a^2 = [(\hat{n}^2 - \beta^2 - \cos^2 \theta)^2 + 4\hat{n}^2 \beta^2]^2 + (\hat{n}^2 - \beta^2 - \cos^2 \theta),$$

$$2b^2 = [(\hat{n}^2 - \beta^2 - \cos^2 \theta)^2 + 4\hat{n}^2 \beta^2]^2 - (\hat{n}^2 - \beta^2 - \cos^2 \theta).$$

Измеряя  $\hat{R}_1(\theta_1, \delta, \beta)$  и  $\hat{R}_2(\theta_2, \delta, \beta)$  - коэффициенты отражения для двух любых углов падения и совмещая соответствующие графики  $\delta$  ( $\beta$ ), можно по точкам пересечения определить величины  $\delta$  и  $\beta$ .

Графический способ решения соотношений (1.13a) и (1.13б) позволяет довольно правильно описать поведение оптических констант вдали

от края поглощения вещества. Однако при приближении к краю поглощения точность получаемых данных резко уменьшается. Для получения количественных данных в области краев поглощения и аномальной дисперсии рентгеновских лучей при обработке экспериментальных данных в [20, 21] была использована следующая процедура. Для S-поляризованного излучения (электрический вектор перпендикулярен плоскости падения) формула Френеля для комплексного коэффициента отражения записывается как

$$S_\perp = \frac{a - ib - \sin \theta}{a - ib + \sin \theta}, \quad (1.14)$$

где  $a^2 - b^2 = \hat{n}^2 - \beta^2 - \cos \theta$ ,  $ab = \hat{n} \beta$ .

Записывая комплексный коэффициент отражения в форме показательной функции через коэффициент отражения по интенсивности  $\hat{R}$  и фазовый сдвиг  $\varphi$  волны:

$$S = \sqrt{\hat{R}} e^{i\varphi}, \quad (1.15)$$

получаем для коэффициентов  $a$  и  $b$  выражения

$$a = \frac{(1 - \hat{R}) \sin \theta}{1 + \hat{R} - 2\sqrt{\hat{R}} \cos \theta}, \quad b = \frac{-2\sqrt{\hat{R}} \sin \theta \sin \varphi}{1 + \hat{R} - 2\sqrt{\hat{R}} \cos \theta}. \quad (1.16)$$

Для определения из (1.16) оптических констант необходимо воспользоваться соотношениями Крамерса-Кронига аналогично используемым в (1.3б) для описания факторов атомного рассеяния [22].

Сдвиг фазы отраженной волны также вычисляется из зависимости коэффициента отражения  $\hat{R}$  от энергии кванта  $W_c$  по формуле [22]

$$\varphi(W_c) = -\frac{1}{2\pi} \text{VP} \int_0^\infty \ln \left| \frac{W + W_c}{W - W_c} \right| \frac{d[\ln \hat{R}(W)]}{dW}, \quad (1.17)$$

VP означает, что интервал берется в смысле главного значения. Очевидно, что для вычисления интеграла (1.17) необходимо сделать ряд предположений о виде функции  $\hat{R}(W)$ . Измерение спектральной зависимости  $\hat{R}(W)$  при определенном угле  $\theta$  можно сделать только в ограниченном интервале энергий ( $W_c, W_2$ ), поэтому вид  $\hat{R}(W)$  вне области экспериментальных значений весьма важен для последующих вычислений. В работе [20] для экстраполяции в более коротковолновую часть спектра ( $W > 400 \text{ эВ}$ ) было предложено использовать выражение

$$\hat{R}(W) = \hat{R}(W_2) (W_2/W)^m \quad (1.18)$$

для  $m = 2, 5$  (в модели свободных электронов  $m = 4$ ). В длинноволновой части спектра экспериментальная кривая экстраполировалась линейно до  $\hat{R} = 1$  при  $W = 0$  [20]. На рис. 1.4 [20] показана зависимость показателя преломления  $\hat{n}$  от энергии квантов  $W$  для монокристаллического кремния. Важной особенностью зависимости  $\hat{n}(W)$  является резкий



пик аномальной дисперсии в области энергий 98-100,5 эВ, где  $\delta$  меняет знак на противоположный и достигает значений  $3 \cdot 10^{-2}$  для энергии 100,5 эВ. Наличие пиков аномальной дисперсии может играть большую роль при создании специализированных оптических элементов для "белого" спектра синхротронного излучения.

Кроме исследований, связанных с измерением коэффициентов полного внешнего отражения от поверхности кристаллов, в ряде работ обсуждаются возможности применения интерференционных методов. Такие методы оказываются очень полезными при изучении рентгенооптических свойств материалов, обладающих шероховатыми поверхностями.

В работах [23] и [24] было показано, что путем измерения спектра интенсивности двух или более решеток на пропускание можно получить данные об оптических константах данного материала. При определенных условиях почти все материалы, из которых можно сделать дифракционные решетки, пригодны для измерения оптических констант этим путем. Кроме того, большинство материалов можно напылить в вакууме на решетку из золота или платины. Метод не зависит от интенсивности падающего излучения и может быть использован для контроля в процессах осаждения различных материалов. Например, в частном случае напыления исследуемого слоя на решетку с известными оптическими константами неизвестные величины  $\delta'$  и  $\beta'$  можно получить из соотношений [23]

$$\begin{aligned} \cos 2\pi \left( \frac{t}{\lambda} \delta + \frac{t_1}{\lambda} \delta' \right) + \frac{I_{p_1} - 1}{I_{p_1} + 1} \operatorname{ch} \left[ 2\pi \left( \frac{t}{\lambda} \beta + \frac{t_1}{\lambda} \beta' \right) \right] &= 0, \\ \cos 2\pi \left( \frac{t}{\lambda} \delta + \frac{t_2}{\lambda} \delta' \right) + \frac{I_{p_2} - 1}{I_{p_2} + 1} \operatorname{ch} \left[ 2\pi \left( \frac{t}{\lambda} \beta + \frac{t_2}{\lambda} \beta' \right) \right] &= 0, \end{aligned} \quad (1.19)$$

где  $t$  - толщина решетки-матрицы;  $\delta$  и  $\beta$  - ее оптические константы;  $t_1$  и  $t_2$  - толщины напыляемого материала в разные моменты времени;  $\delta'$  и  $\beta'$  - оптические константы исследуемого материала;  $I_{p_1} = \left[ I_1^{(1)} / I_0^{(1)} \right] (\pi^2/4)$ ;  $I_{p_2} = \left[ I_1^{(2)} / I_0^{(2)} \right] (\pi^2/4)$  соответствуют результатам первого и второго измерений.

Наибольшие трудности в исследовании рентгеновских свойств материалов возникают в области энергий вблизи краев поглощения веществ. Развитие спектроскопии поглощения в области аномального рассеяния привело к созданию метода EXSAFS - спектроскопии для прецизионного излучения свойств материалов. Измерение действительной части фактора атомного рассеяния в этой области также очень сложно. Точные измерения  $f_1$  проводились с помощью интерференционного метода [25], который пригоден только для некоторых чистых металлов. Для материалов, состоящих из нескольких компонентов (элементов), была испытана методика [26], использующая эффект дисперсии в призме.

На рис.1.5 показана схема измерения [26]. Основным элементом схемы является призма из исследуемого материала. Входной пучок из-

Рис. 1.4. Зависимость действительной части коэффициента преломления кремния от энергии рентгеновских квантов [20]

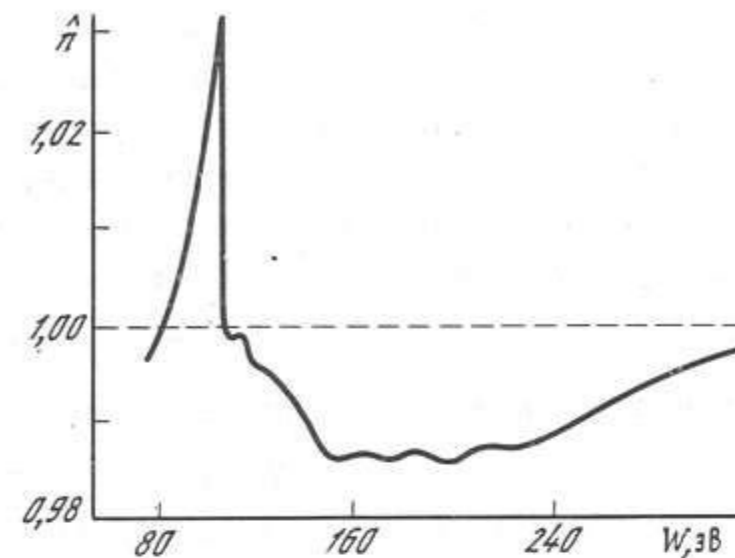


Рис. 1.5. Схема измерения оптических констант методом призмы [26]

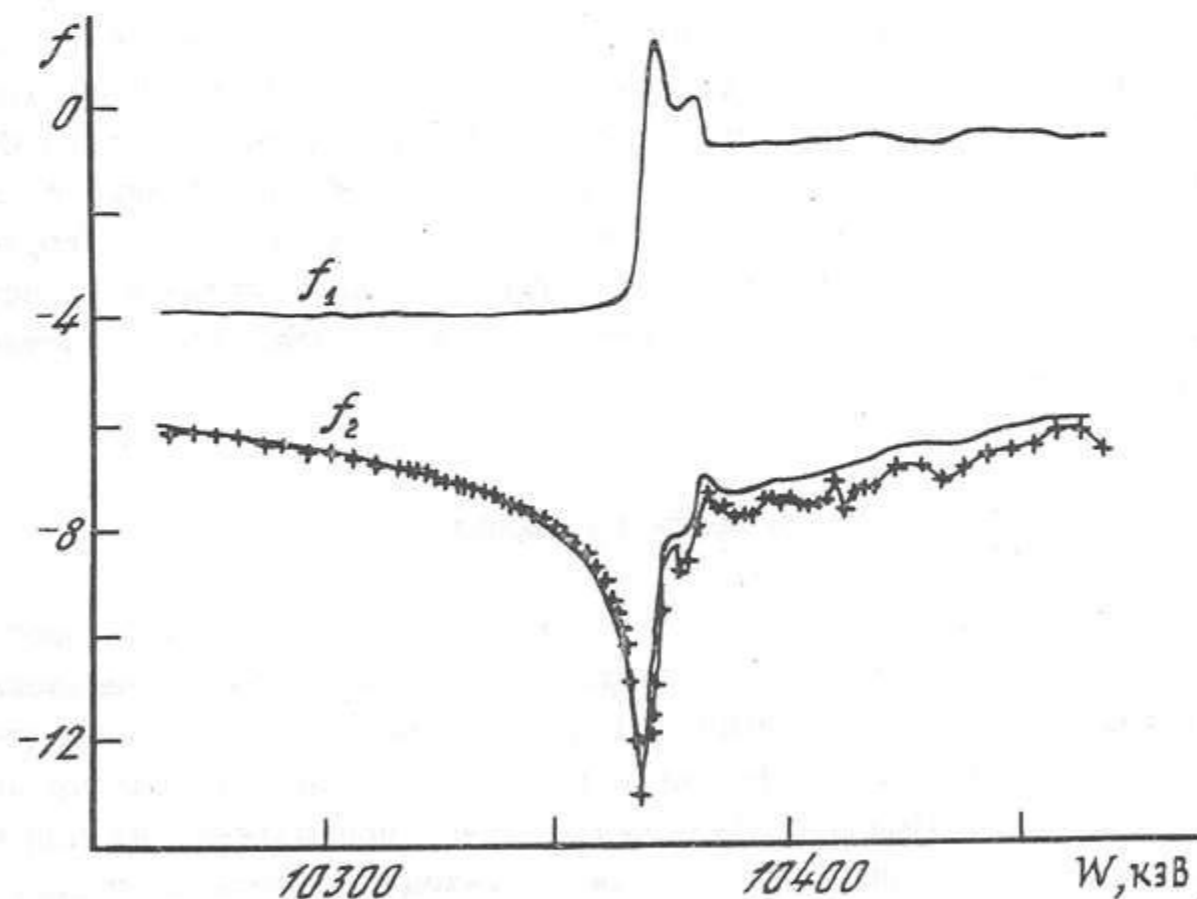
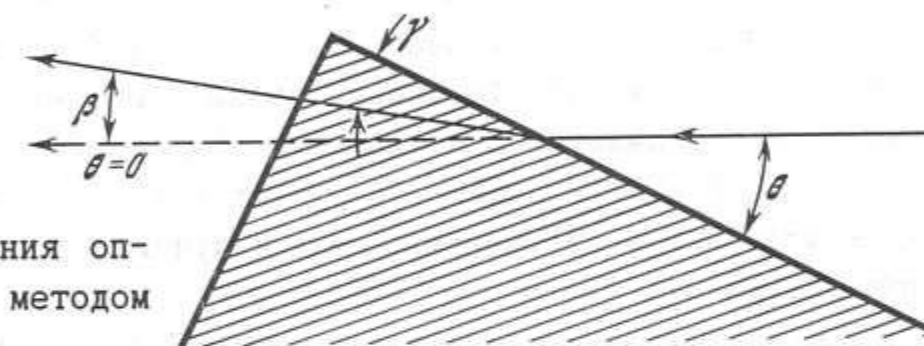


Рис. 1.6. Факторы атомного рассеяния  $f_1$  и  $f_2$ , экспериментально измеренные методом призмы, изготовленной из GaAs [26]

лучения входит в призму под углом  $\Theta$ . Попадая в вещество, пучок отклоняется под углом  $\gamma$ . Он покидает призму под углом, близким к нормальному по отношению к обратной поверхности призмы, поэтому отклонение при выходе из вещества в вакуум весьма незначительно. Угол  $\Theta$  должен быть только немного больше критического угла  $\Theta_c$  для материала призмы. Записав закон Снеллиуса

$$\hat{n} \cos \gamma = \cos \Theta, \quad (1.20)$$

в малоугловом приближении получим

$$\Theta^2 - \gamma = 2\delta = \Theta_c^2.$$

Если известно  $\Theta$ , то измерение угла  $\beta$  даст значение  $\delta$ .

Впервые этот метод был использован в 1924 г. Многие полученные результаты отражены в монографии [2]. В [26] данный метод был использован для исследований оптических свойств кристаллов GaAs. Прямыми измерениями по отклонению пучка в призме были определены коэффициенты преломления и поглощения в диапазоне краев поглощения Ga и As (рис. 1.6 [26]). Однако схему с призмой довольно трудно использовать для более длинноволнового излучения из-за значительного его поглощения.

Среди интерференционных методов измерения оптических констант в последнее время стал развиваться метод, использующий многослойные интерференционные покрытия с сочетанием элементов с различными оптическими свойствами [27]. Работы по изучению оптических свойств материалов в рентгеновском диапазоне ведутся во многих лабораториях. Наиболее полные данные о ряде элементов получены на накопительном кольце DESY [28] под руководством проф. С. Кунца. Данные о наиболее широко используемых материалах боре и кремнии также содержатся в [29, 30]. Органические пленки, широко используемые в качестве подложек фильтров и других рентгенооптических элементов, частично исследованы в [31].

### 1.3. Рентгенооптические элементы на эффекте полного внешнего отражения

Первые рентгенооптические элементы, использующие уникальные свойства материалов в нанометровом диапазоне длин волн, были реализованы еще в 1929 г. [32]. Небольшая отрицательная добавка к показателю преломления в среде по сравнению с вакуумом приводит к эффекту полного внешнего отражения рентгеновских лучей при падении на полированные поверхности при малых углах скольжения. Описанию принципов создания и применения оптических элементов скользкого падения посвящено большое количество работ, например недавно опубликованная книга А. Мишета [33].

Как уже было описано выше, полное внешнее отражение происходит

при углах падения излучения  $\alpha$ , близких к  $90^\circ$ , и определяется величиной действительной части комплексной оптической константы  $\hat{n}$  согласно формуле (1.7)

$$\Theta_c = (2\delta)^{1/2}.$$

В табл. 1.2 приведены критические углы скольжения для ряда элементов в соответствующих диапазонах длин волн [28].

Таблица 1.2

Элемент	$\lambda$ , нм	$\Theta_c^0$	Элемент	$\lambda$ , нм	$\Theta_c^0$
C	44-280	2,6-23	Cu	2-41	2,6-8,9
	12-27	1,8-3,6	Ag	7,7-15,5	2,6-4,1
Mg	9,7-73	0,5-7,7		41,3-137,8	5,1-32
	302-1265	11,0-86	Au	4,1-15,5	2,6-4,4
Al	206-990	7,3-86		63,6-142,5	11-30
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	12,4-90	1,8-12			

Из приведенных данных следует, что в диапазоне длин волн 1-10 нм величины критических углов не превышают нескольких градусов. Для зеркал такого типа очень важно качество полировки поверхности на сравнительно больших площадях. Еще в первых работах по рентгеновской оптике обсуждалась эта проблема. Также сильно влияние астигматизма сферических поверхностей при малых углах отражения.

В работе [34] впервые были получены изображения на плоских и вогнутых зеркалах полного внешнего отражения и экспериментально продемонстрировано влияние неровностей зеркала на его фокусирующие свойства. В 1948 г. в работе П. Киркпатрика и А. В. Баеза [35] были впервые продемонстрированы двумерные сфокусированные рентгеновские микроизображения. Здесь была решена проблема устранения астигматизма при скользком падении излучения, скрестив в оптической схеме два цилиндрических зеркала, каждое из которых сфокусировано в двух ортогональных направлениях. Рентгеновский микроскоп Киркпатрика-Баеза оказался весьма удачным прибором и стал использоваться во многих лабораториях мира [36]. Схема оптической системы микроскопа показана на рис. 1.7.

Разрешение лучших микроскопов Киркпатрика-Баеза, используемых в настоящее время, приближается к теоретическому пределу. Микроскоп с цилиндрическими зеркалами может быть оптимизирован так, что геометрические aberrации приблизятся к дифракционным [37].

В работе [38] показано, что при использовании вместо чисто цилиндрических поверхностей поверхности, описываемой кубическим уравнением, геометрические aberrации могут быть уменьшены. Микроскоп Киркпатрика-Баеза явился основным прибором в программе диагностики термоядерной плазмы [36, 39, 40].

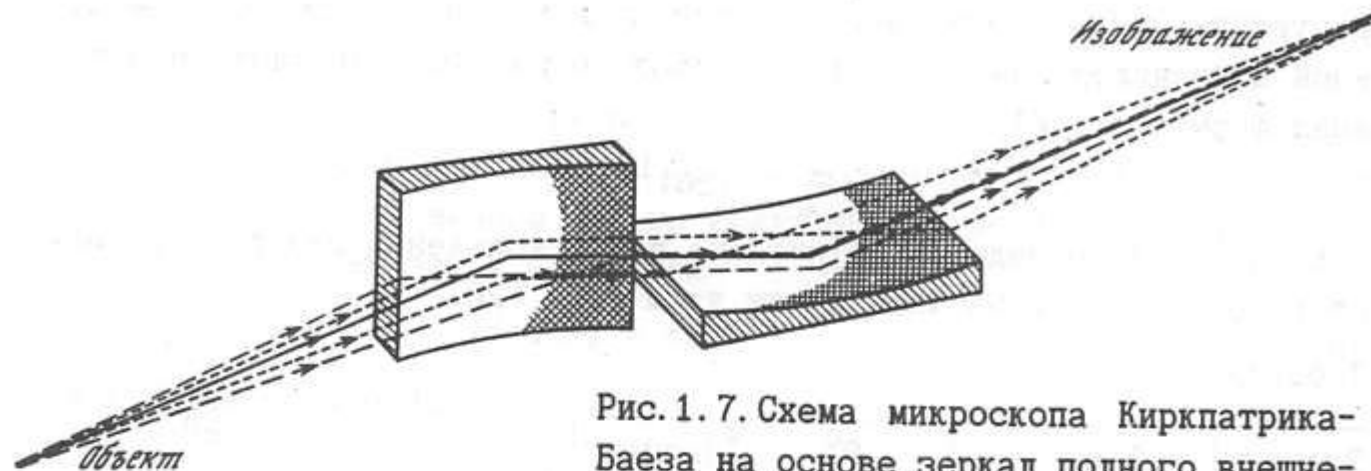


Рис. 1.7. Схема микроскопа Киркпатрика-Баеза на основе зеркал полного внешнего отражения [35]

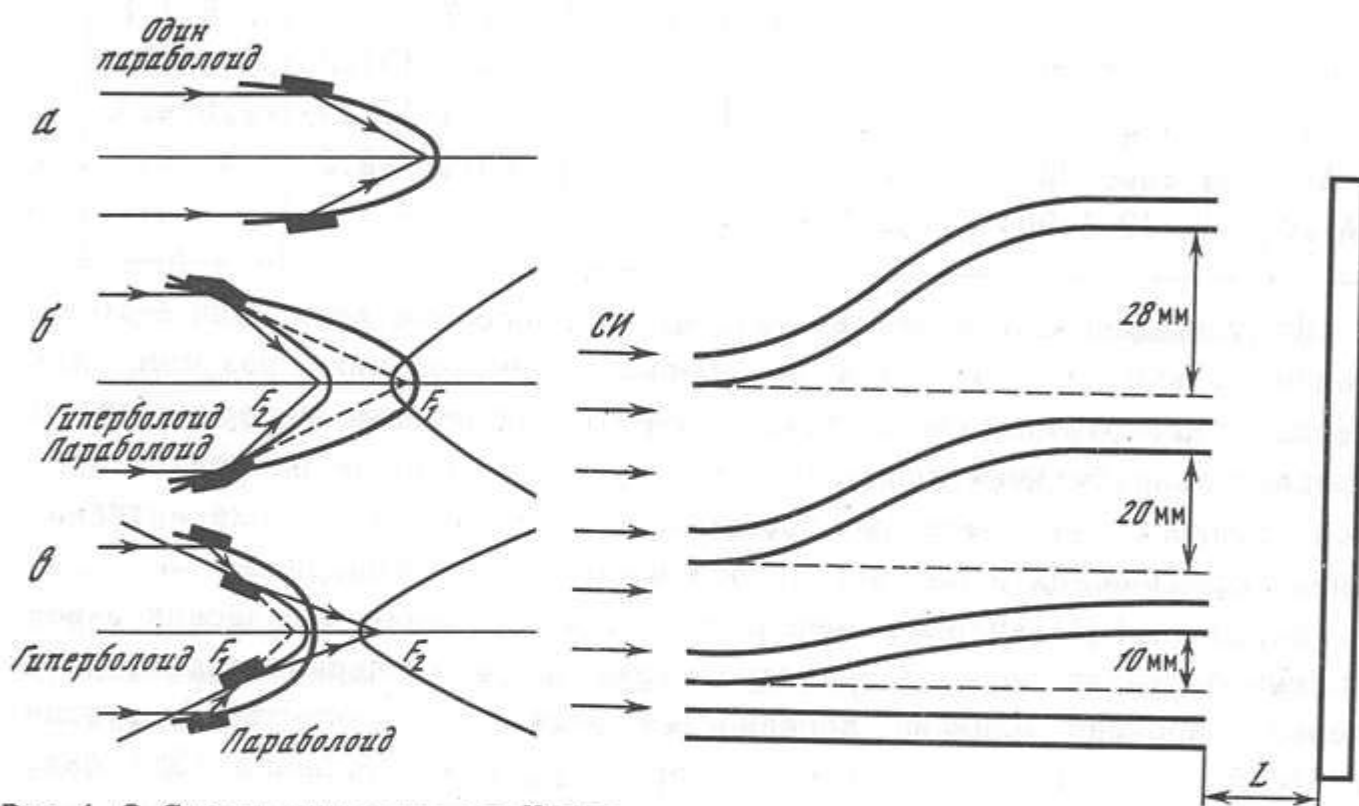


Рис. 1.8. Схемы микроскопов Уолтера на зеркалах полного внешнего отражения [41]:

а - схема с параболоидом вращения; б - схема объектива Уолтера 1-го рода; в - схема объектива Уолтера 2-го рода

Рис. 1.9. Схема эксперимента с капиллярным волноводом [43]: СИ - синхротронное излучение, L - расстояние между капилляром и регистратором

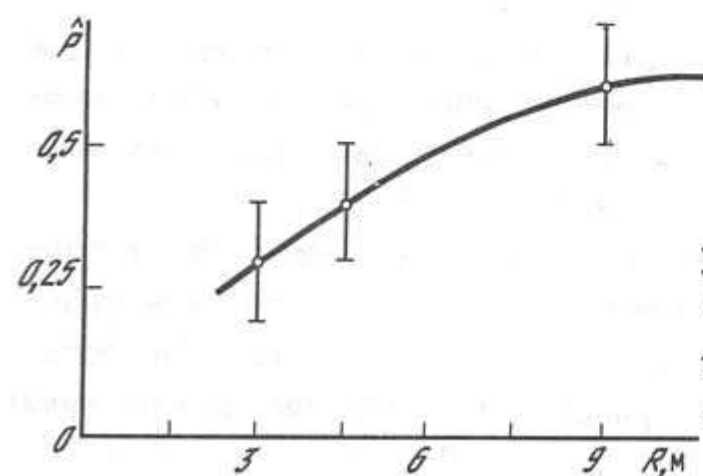


Рис. 1.10. Зависимость коэффициента прохождения рентгеновского излучения  $\hat{P}$  от радиуса закругления капилляра [43]

Недостатком схемы Киркпатрика-Баеза является малый апертурный угол системы. Если необходимо получить большой апертурный угол, применяется осесимметричная схема микроскопа Уолтера [41, 42]. В микроскопе Уолтера 1-го рода (рис.1.8) гиперболоид и эллипсоид вращения скомбинированы таким образом, что имеют общий фокус. Практически эллипсоид должен иметь минимальный радиус 1-2 см, в то время как максимальный может быть несколько метров и больше. Типичные требования к точности изготовления элементов микроскопа: отклонение от расчетного профиля не более 10 нм; величина неоднородностей поверхности не более 1 нм; отклонение от круглой симметрии в сечении не более 0,5 мкм. Чрезвычайно жесткие требования к точности изготовления долгое время не давали возможности создать работающий экземпляр прибора. Лишь несколько лет назад в Лаборатории им. Лауренса в Ливерморе начал работать микроскоп Уолтера с увеличением 22х, полем зрения 800 мкм и разрешением 4-5 мкм [36]. В последнее время принцип отражения при скользящем падении нашел оригинальное применение для создания рентгеновских волноводов - волоконных рентгенооптических элементов [43, 44].

На рис.1.9 показана схема эксперимента по передаче рентгеновского излучения по капиллярному волноводу. Пучок синхротронного излучения, падающий слева на капиллярный волновод, многократно отражаясь в волокнах с различным радиусом закругления, освещает регистратор, расположенный в правой части схемы на расстоянии L от волновода. На рис. 1.10 показаны экспериментальные величины коэффициента прохождения излучения  $\hat{P}$  в зависимости от радиуса капилляра R.

## ЭЛЕМЕНТЫ ПЛОСКОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ ОПТИКИ

В главе описаны основные свойства плоских, т.е. двумерных, рентгенооптических элементов, построенных на принципах дифракции. Проанализированы абберационные свойства зонных пластинок Френеля и приведена теория расчета их эффективности. Проведено сравнение свойств различных типов зонных пластинок: амплитудно-фазовых, голографических, киноформных. Рассмотрены особенности формирования фокального пятна линейных зонных пластинок. Представлены результаты по созданию и испытанию фазовых зонных пластинок на основе кремния для диапазона длин волн 0,7–2,0 нм.

Описание принципов работы фокусирующей дифракционной оптики можно начать со схемы, изображенной на рис. 2.1. Здесь показана интерференционная картина, возникающая в регистрирующей среде при взаимодействии двух сферических волн, излучаемых в точках пространства  $A_1$  и  $A_2$ . Если точка  $A_1$  находится на бесконечном удалении, то эллипсоиды вырождаются в параболоиды вращения (рис. 2.1, б). Каждая линия на рис. 2.1 является плоским сечением параллельно оптической оси поверхностей равной фазы, которые представляют собой эллипсоиды или параболоиды вращения. Любая рассеивающая точка, принадлежащая данной поверхности эллипсоида, имеет одну и ту же фазу волны при наблюдении в точке  $A_2$ , если точка  $A_1$  является излучателем. Сдвиг фазы между поверхностями эллипсоидов на рис. 2.1 выбран равным  $\pi$  (оптическая разность хода  $\Delta L = \lambda/2$ ).

Предположим, что между точкой  $A_1$  (источником) и  $A_2$  (изображением) помещен непрозрачный плоский экран  $K$  перпендикулярно оси  $A_1A_2$  схемы (рис. 2.2). Прорезав непрозрачный экран  $K$  в соответствующих местах, можно получить зонную пластинку Френеля, открыв только те участки экрана, которые дают вклад с одним и тем же знаком фазы в изображение в точке  $A_2$ . Радиус  $n$ -й зоны Френеля (рис. 2.2) дается выражением (пренебрегаем квадратичным членом по  $\lambda$ )

$$r_n = \left[ nR_1R_2\lambda / (R_1 + R_2) \right]^{1/2}, \quad (2.1)$$

где  $n$  – порядковый номер зоны. Полная апертура зонной пластинки  $A = 2r_n$ ,  $R_1$  и  $R_2$  – соответствующие расстояния от экрана  $K$  до источника и изображения. Если воспользоваться формулой линзы  $1/R_1 + 1/R_2 = 1/F$ , где  $F$  – ее фокусное расстояние, то выражение (2.1) можно записать в виде

$$r_n = (Fn\lambda)^{1/2}.$$

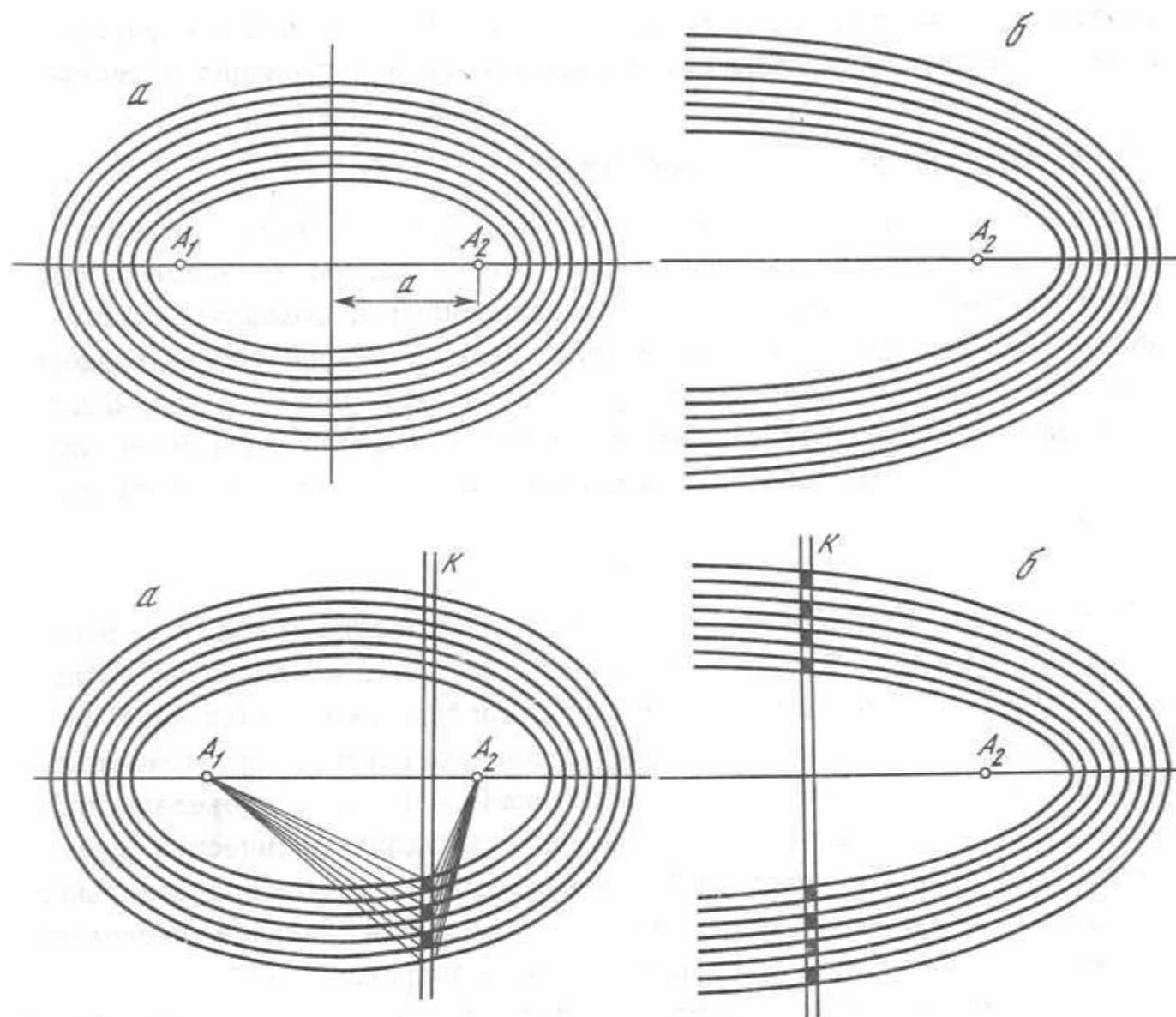


Рис. 2.1. Интерференционная картина взаимодействия двух сферических волн (а), плоской и сферической волны (б)

Рис. 2.2. Схема формирования эллиптической (а) и параболической (б) зонных пластинок Френеля

Распределение интенсивности в фокальной плоскости имеет вид

$$I(r) = J_0^2(\pi Ar) / (4r^2), \quad (2.2)$$

где  $J_0(x)$  – функция Бесселя нулевого порядка.

Полезно привести несколько практических следствий этой формулы, используемых при расчетах параметров реальных зонных пластинок. Полная апертура зонной пластинки определяется выражением

$$A = F\lambda / \delta r_n. \quad (2.3)$$

Здесь  $\delta r_n$  – минимальная ширина  $n$ -й зоны, которая может быть изготовлена по данной технологии. Следует отметить, что минимальный размер фокального пятна зонной пластинки ограничен рядом физических и технологических причин. Среди технологических ограничений основную роль играют процессы литографии, используемые при создании оп-

тических элементов. Физические ограничения - свойства материалов, реальные величины коэффициентов преломления и поглощения вещества.

## 2.1. Свойства зонных пластинок Френеля

К основным свойствам зонных пластинок Френеля можно отнести их разрешающую способность, светосилу (относительное количество излучения, собираемое апертурой зонной пластинки в фокальное пятно) и абберационные свойства. Рассмотрим сечение параболоида вращения плоскостью экрана перпендикулярно оптической оси (см. рис. 2.2, б). Этот случай соответствует дифракции плоской волны на зонной пластинке. Радиусы зон, соответствующих разнице оптических путей  $n\lambda/2$ , равны

$$r_n = (n\lambda F + n^2\lambda^2/4)^{1/2}. \quad (2.4)$$

Целый ряд исследователей изучали оптические свойства зонных пластинок [45-47]. Так, в работах [45, 46] было исследовано распределение интенсивности в дифракционной картине перпендикулярно оптической оси и показано, что дифракционная картина приближается к функции Эйри при достаточно большом числе зон. Были проведены также исследования распределения интенсивности вдоль оптической оси. В результате было отмечено уменьшение продольного размера фокального пятна при увеличении количества зон, а также наличие нескольких фокусов, соответствующих разным порядкам дифракции [48].

В дальнейшем следует ввести понятие "искусственных" зонных пластинок, изготавливаемых с помощью методов литографии и имеющих, как правило, прямоугольный профиль штрихов зон. Другим типом пластинок являются интерференционные или "габоровские" пластинки с синусоидальным профилем. Для искусственных зонных пластинок, закрытые зоны которых изготовлены из абсолютно поглощающего материала, доля энергии излучения, собираемая в разные порядки дифракции, определяется из соотношения [48]

$$\frac{I_m}{I_0} = \frac{1}{[2(m-1)+1]\pi^2}, \quad (2.5)$$

где  $m$  - порядок дифракции. Таким образом, доля энергии, собираемая в фокальной плоскости первого порядка амплитудной зонной пластинки, теоретически не превышает 10,1%. В фокальной плоскости сфокусированная волна комбинируется с волнами, дифрагирующими в другие порядки, а также исходящими из мнимых фокусов, что снижает контраст фокального пятна.

В случае синусоидальной, "габоровской" зонной пластинки высшие порядки дифракции отсутствуют. Однако доля излучения, дифрагированного в первый порядок, теоретически не превышает 1/16 и проблема контраста остается [49]. В ряде работ проблему повышения контраста

решают с помощью непрозрачного экрана, помещенного в центре зонной пластинки [50, 51]. Введение такого экрана позволяет снизить влияние нулевого порядка дифракции и значительно повысить контраст изображения. При этом фактор улучшения соотношения сигнал/шум определяется по формуле

$$\rho_{ш} = 2n_c, \quad (2.6)$$

где  $n_c$  - число зон, закрытых экраном. Оптимальные величины  $n_c$  находятся в промежутке  $10 < n_c < N/10$ , где  $N$  - полное число работающих зон.

Разрешающая способность падает в соотношении  $(1-n_c/N)$  [50]. Зонные пластинки с центральным экраном получили название "аподизированных" и широко применяются в системах рентгеновских микроскопов. Величина контраста изображения, полученного с помощью зонной пластинки, определяется также соотношением коэффициентов пропускания светлых и темных зон.

Введем обозначения для распределения пропускания зонной пластинки:

$$T_0 = T_{\max} + T_{\min}, \quad C_0 = (T_{\max} - T_{\min})/T_0,$$

тогда

$$T(r) = \begin{cases} T_{\max} & \text{для четных зон,} \\ T_{\min} & \text{для нечетных зон,} \end{cases} \quad (2.7a)$$

$$T(r) = T_0 [1 + C_0 \sin(\pi r^2/\lambda F)]. \quad (2.7b)$$

Формула (2.7a) соответствует прямоугольному распределению пропускания зонной пластинки, (2.7b) - непрерывной функции (рис. 2.3) [52]. Соответствующие амплитуды дифрагированной волны в фокальной точке согласно [53] выражаются уравнениями

$$E_F = NC_0 T_0 E_0 \exp[i2\pi F/\lambda] \quad (2.8a)$$

для прямоугольного распределения пропускания и

$$E_F = (\pi/4) NC_0 T_0 E_0 \exp[i2\pi F/\lambda] \quad (2.8b)$$

для непрерывного изменения пропускания по формуле (2.7b). Здесь  $E_F$  - амплитуда волны в фокальной точке;  $E_0$  - амплитуда плоской волны на входной поверхности зонной пластинки.

Интенсивности излучения в фокальных точках пропорциональны соотношению пропускания светлых и темных зон по интенсивности:

$$|E_F|^2 \sim |T_{\max} - T_{\min}|^2.$$

Так, например, если подложка - мембрана, на которой сформирована зонная пластинка, представляет собой пленку  $\text{Si}_3\text{N}_4$  толщиной порядка 100 нм и ее пропускание по интенсивности 0,8 (непрозрачные зоны покрыты золотом толщиной 0,14 мкм с пропусканием 0,1), то интенсивность в фокальном пятне уменьшается на 30% [51].

Разрешающая способность элементов зонной оптики определяется условиями дифракции на зонной структуре и может быть также оценена из уравнений Френеля-Кирхгофа. Для качественного решения этой задачи удобно воспользоваться понятием оптической длины пути  $\Delta L$ . С помощью этой величины легко получить функцию распределения поля в фокальной плоскости [53].

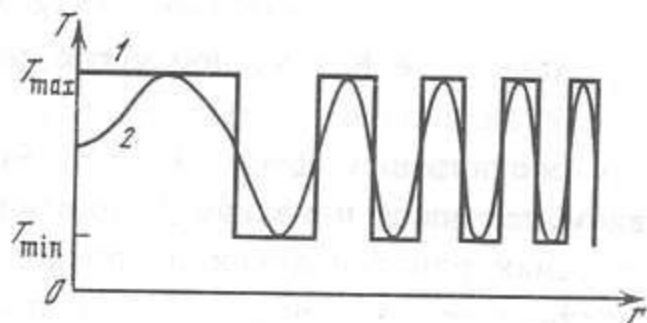


Рис. 2.3. Функция пропускания бинарной (1) и "габоровской" зонной пластинки (2) [52]

Согласно рис. 2.4 разность оптических путей

$$\Delta L = AC - AC'$$

Используя обозначения рис. 2.4, можно также записать:

$$\Delta L = r\beta_c \sin\theta - \frac{1}{2} F\beta_c^2$$

Здесь сделано предположение, что  $F \gg F\beta_c$ , а также то, что вторым членом в правой части (2.4) можно пренебречь. Согласно дифракционной теории Кирхгофа, полная амплитуда  $E_{C'}$  в точке  $C'$  равна интегралу амплитуд от отдельных точек апертуры оптического элемента:

$$E_{C'} = 2 \int_0^{r_n} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} E_0 \exp(-i2\pi\Delta L/\lambda) r dr d\theta \quad (2.9)$$

Преобразовав (2.9) с использованием специальных функций Бесселя нулевого порядка, получим:

$$E_{C'} = 2\pi E_0 \exp(i\pi F\beta_c^2/\lambda) \int_0^{r_n} J_0(2\pi\beta_c r/\lambda) r dr \quad (2.10)$$

Для реальной амплитудной зонной пластинки интегрирование в уравнении (2.10) ведется по прозрачным зонам и радиусы зон определяются уравнением (2.4). Как показано в [53], амплитудная зонная пластинка, у которой открыты только отрицательные зоны (от  $r_{2n+1}$  до  $r_{2(n+1)}$ ), обладает лучшим разрешением, чем пластинка с теми же параметрами, но с открытыми положительными зонами (от  $r_{2n}$  до  $r_{2n+1}$ ). Действительно, согласно (2.10) интенсивности излучения в точке  $C'$  при положительных зонах  $I_C^+$  и отрицательных зонах  $I_C^-$  определяются следующими выражениями (проведено интегрирование в (2.10)):

$$I_C^+ = \frac{16}{(N+1)^2} \left\{ \sum_{n=0}^{(N-1)/2} \frac{1}{\rho_a} \left[ (2n+1)^{1/2} J_1[\rho_a (2n+1)^{1/2}] - (2n)^{1/2} J_1[\rho_a (2n)^{1/2}] \right] \right\}^2 \quad (2.11a)$$

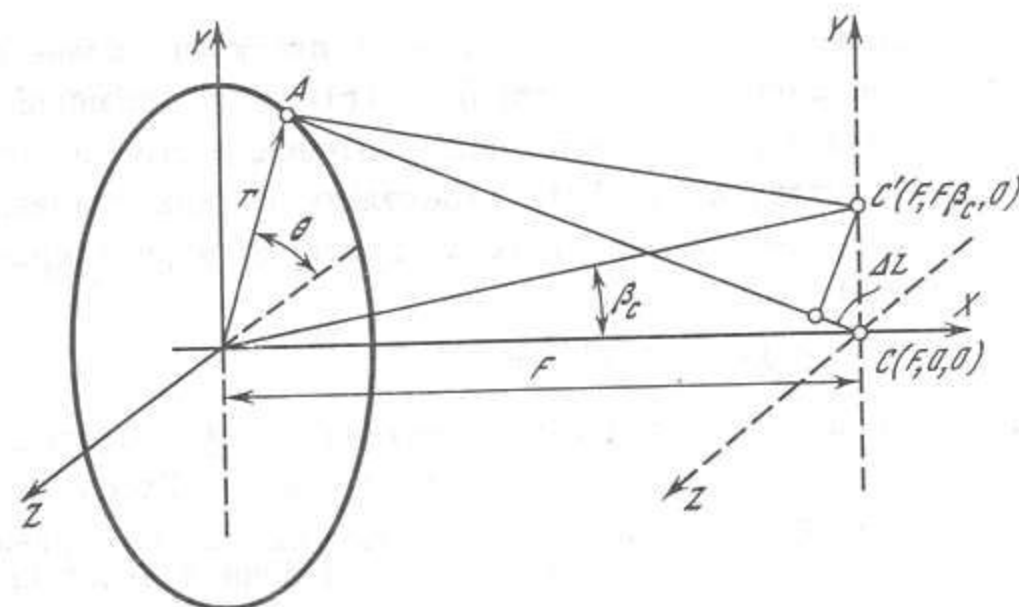


Рис. 2.4. Оптическая схема расчета пространственного разрешения зонной пластинки [53]

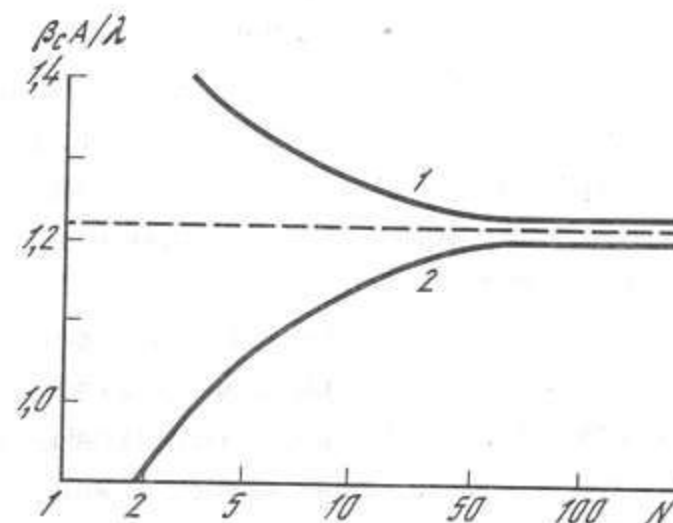


Рис. 2.5. Разрешение положительной (1) и отрицательной (2) зонных пластинок в зависимости от числа зон [53]

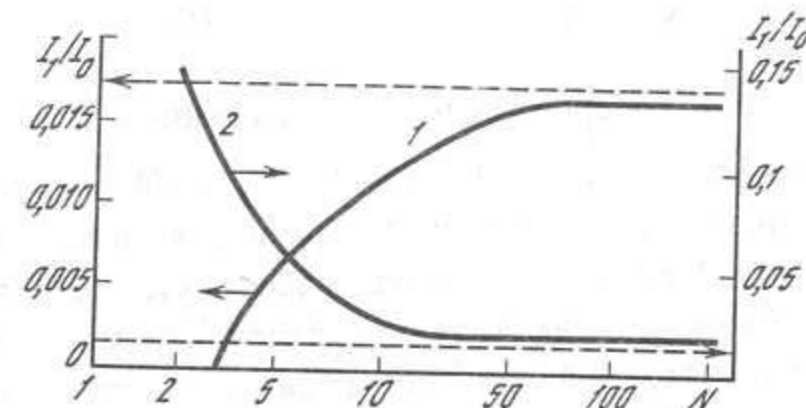


Рис. 2.6. Зависимости интенсивности боковых порядков дифракции от числа зон для положительной (1) и отрицательной (2) зонных пластинок в сравнении с обычными линзами соответствующей апертуры [53]

$$I_{C'}^{-} = \frac{16}{N^2} \left\{ \sum_{n=0}^{(N-1)/2} \frac{1}{\rho_a} [2(n+1)]^{1/2} J_1[\rho_a [2(n+1)]^{1/2}] - (2n+1)^{1/2} J_1[\rho_a (2n+1)^{1/2}] \right\}^2. \quad (2.116)$$

где  $N$  - полное число зон;  $\rho_a = 2(\pi\beta_c/\lambda)(\lambda F)^{1/2}$ .

Распределение интенсивности в фокальной плоскости очень сходно с тем, которое определяется для линзы  $J_1(r)/r$ , но позиции первого нуля распределения и первой осцилляции интенсивности (второй порядок) существенно отличаются. Если определить  $P_0$  как значение аргумента, соответствующее падению интенсивности до нуля (первый минимум распределения), то

$$\beta_c A/\lambda = P_0 N^{1/2}/\pi. \quad (2.12)$$

На рис. 2.5 приведены зависимости величины  $\beta_c A/\lambda$  от числа зон в случаях позитивной и негативной зонной пластинки. Здесь штриховой линией показана величина пятна, соответствующая линзе с диаметром  $A$ .

Таким образом, разрешение для негативной зонной пластинки лучше, чем для обычной линзы соответствующего диаметра. Только при числе зон 200 и более асимптотически достигается разрешение, соответствующее обычной линзе, как для позитивной, так и для негативной зонной пластинок. Однако, обладая лучшим по сравнению с линзами пространственным разрешением, негативные зонные пластинки дают более низкий контраст изображения по сравнению с позитивными пластинками и линзами.

На рис. 2.6 приведены интенсивности боковых порядков дифракции, рассчитанные по формулам (2.11а) и (2.11б), в сравнении со значениями для идеальной линзы (штриховые линии). Высокая интенсивность бокового порядка для малого числа зон негативных зонных пластинок резко снижает соотношение сигнал-шум, и во многих случаях оказывается предпочтительнее использовать зонные пластинки с достаточно большим числом зон (от 20 до 100).

### 2.1.1. Аберрации зонных пластинок

Анализ аберраций элементов зонной оптики удобно провести, используя величину оптической разности хода  $\Delta L$ . Рассмотрим классическую параболическую зонную пластинку, описываемую формулой (2.4). При освещении такой зонной пластинки плоской монохроматической волной, параллельной оси, аберрации полностью отсутствуют. Оптическая разность хода равна точно  $n\lambda/2$ , размер фокального пятна определяется только апертурой зонной пластинки. Аберрации возникают при передаче изображений объектов, расположенных либо на конечном расстоянии от

зонной пластинки, либо вне ее оси, либо при использовании некогерентного излучения. Для точечного объекта, расположенного на оси пучка на конечном расстоянии  $R_1$  от зонной пластинки, оптическая разность хода описывается выражением

$$\Delta L = (R_1^2 + r_n^2)^{1/2} + (R_2^2 + r_n^2)^{1/2} - (R_1 + R_2), \quad (2.13)$$

где  $R_2$  - расстояние от линзы до изображения;  $r_n$  - радиус зоны с номером  $n$ .

Сферическая аберрация. Раскрывая выражение для  $\Delta L$  с учетом (2.4), получим с точностью до членов второго порядка по  $\lambda$

$$\Delta L = \frac{n\lambda}{2} + \frac{n^2\lambda^2}{8} \left[ 1 - \frac{R_1^3 + R_2^3}{(R_1 + R_2)^3} \right]. \quad (2.14)$$

Здесь использовано известное разложение

$$(1+x^2)^{1/2} = 1 + x^2/2 - x^4/8.$$

Второй член в формуле (2.14) соответствует сферической аберрации зонной пластинки. Используя формулу линзы, найдем максимум аберрационного члена по нулю производной при дифференцировании (2.14) по  $R_1$ . В результате получим, что наибольшее значение сферической аберрации наблюдается при  $R_1 = 2F$ , т.е. при передаче изображения с коэффициентом увеличения, равным 1. В этом случае, принимая во внимание, что аберрации становятся заметными, если аберрационный член сравним с  $\lambda/4$ ,

$$N^2 < 8F/(3\lambda). \quad (2.15)$$

Для длины волны излучения  $\lambda=4,5$  нм и фокусного расстояния 10 мм максимальное число зон, дающих безаберрационное изображение, достигает 2434. Поэтому в рентгеновском диапазоне длин волн влияние сферической аберрации зонных пластинок довольно незначительно. Она начинает сказываться в более длинноволновом диапазоне. Для вакуумного ультрафиолетового излучения эксимерного лазера с  $\lambda=193$  нм число зон безаберрационной зонной пластинки с тем же фокусным расстоянием будет равно 371. Для полного устранения аберраций можно воспользоваться эллипсоидальной зонной пластинкой, рассчитанной специально для передачи изображения объекта, расположенного на конечном расстоянии от зонной пластинки. В этом случае структура зон зонной пластинки соответствует сечению поверхностей равной фазы (эллипсоидов вращения) плоским экраном, перпендикулярным оптической оси (см. рис. 2.2, а). Описание такой зонной структуры удобнее всего сделать с использованием эллипсоидальных координат [54]. Координатные поверхности в этой системе описываются софокусными эллипсоидами и параболоидами вращения. Ограничившись двумерным случаем, можно записать, что при переходе от декартовых к эллипсоидальным координатам декартовы координаты преобразуются как

$$x = a\xi\eta, \quad y^2 = a^2(\xi^2 - 1)(1 - \eta^2), \quad (2.16)$$

где  $\xi \geq 1$  и  $-1 < \eta < 1$ ;  $a$  - фокальный параметр. Подробнее эллипсоидальные координаты и их свойства будут описаны в гл. 4. Используя свойство суммы фокальных радиусов

$$R_1 + R_2 = 2a + n\lambda/2, \quad (2.17)$$

уравнение плоскости, перпендикулярной оптической оси

$$a\xi\eta = a - R_2, \quad (2.18)$$

и выражение для параметра софокусных эллипсоидов вращения, соответствующих фазовому сдвигу волны на  $\lambda/2$

$$\xi_n = 1 + n\lambda/4a, \quad (2.19)$$

получим выражение для радиусов зон Френеля:

$$r_n^2 = \left[ an\lambda/2 + n^2\lambda^2/16 \right] \left[ 1 - (a - R_2)^2 / (a + n\lambda/4)^2 \right]. \quad (2.20)$$

Члены в знаменателе во втором сомножителе начинают играть роль только при размерах фокального пятна, сравнимых с длиной волны излучения. Однако следует отметить, что (2.20) представляет собой точное решение для радиусов зон зонной пластинки, обеспечивающее отсутствие сферической аберрации. При  $a \rightarrow \infty$  выражение (2.20) переходит в (2.4).

Хроматические аберрации. Величина фокального расстояния данной зонной пластинки зависит от используемой длины волны. Поэтому хроматические аберрации при освещении немонахроматичным излучением весьма значительны. Действительно, если оптическая разность хода точно соответствует  $n\lambda/2$ , то хроматические аберрации будут заметны при

$$\Delta L = n\lambda/2 \pm \lambda/4, \quad (2.21)$$

и, следовательно, максимальное число зон зонной пластинки, при которых хроматическими аберрациями можно пренебречь, определяется выражением

$$N \approx \lambda/\Delta\lambda, \quad (2.22)$$

где  $\Delta\lambda$  - полная ширина на полувысоте спектра падающего излучения.

Выражение (2.22) играет роль в оценке разрешающей способности зонной пластинки. Например, при  $N = 100$  на длине волны 4,5 нм  $\Delta\lambda$  не должно превышать  $4,5 \cdot 10^{-2}$  нм. Хроматические свойства зонных пластинок в ряде работ используются для селекции спектра входного излучения [50, 55, 56]. Для этих целей наиболее подходящими являются конденсорные зонные пластинки, изготовленные голографическим способом. В работе [57] с помощью специально сконструированной оптической системы были созданы зонные пластинки с числом зон до 1196 и размером последней зоны 0,458 мкм. На длине волны 4,5 нм эта зонная

пластинка имеет спектральное разрешение  $\lambda/\Delta\lambda \approx 250$ . Использование комбинации конденсорная зонная пластинка-монохроматор-микронная пластинка-объектив позволило получить разрешение по изображению 60 нм [58].

Внеосевые аберрации. Внеосевые аберрации возникают при падении плоской или сферической волны, источник которой расположен вне оси зонной пластинки. Схема с наклонной объектной волной показана на рис. 2.7. В этом случае в выражении для оптической разности хода (для плоской волны) возникают дополнительные аберрационные члены [59]:

$$\Delta L = r_n^3 \alpha / (2F^2) - 3r_n^2 \alpha^2 / (4F) + n\lambda/2. \quad (2.23)$$

Важно отметить, что в (2.23) присутствуют только члены, соответствующие аберрациям Зайделя, и нет члена, соответствующего дисторсии поля - основной аберрации линзовых оптических систем.

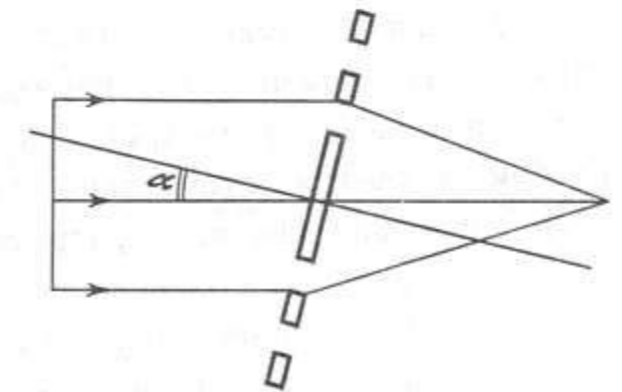


Рис. 2.7. Оптическая схема расчета аберраций при наклонном падении излучения на зонную пластинку [59]

Зонная пластинка Френеля дает возможность получать полностью свободное от дисторсии изображение в фокальной плоскости. Первый член в формуле (2.23) описывает кому, второй - астигматизм и кривизну поля. Аберрации становятся существенными, если сумма членов становится равной  $\lambda/4$ . Для большого числа зон поле, свободное от аберраций, мало. В этом случае преобладает кома и для значения угла зрения, свободного от аберраций, получаем выражение

$$\alpha = (N\lambda/F)^{-1/2} (2N)^{-1}. \quad (2.24)$$

Так, например, при  $\lambda = 4,5$  нм,  $N = 1000$ ,  $F = 10$  мм угловое поле зрения (половинный угол) равно  $1,35^\circ$ . При меньшем числе зон, например для микронных пластинок в рентгеновских микроскопах, где число зон не превышает 100, основной аберрацией является астигматизм и кривизна поля:

$$\alpha \approx 1/(3N)^{1/2}. \quad (2.25)$$

На длине волны 4,5 нм,  $N = 100$  и  $F = 10$  мм безаберрационное изображение наблюдается в пределах угла  $\alpha = 3,3^\circ$ , т.е. в поле 500 мкм, что значительно превышает апертуру самой зонной пластинки.



Наконец, рассмотрим случай, когда объект находится на конечном расстоянии от зонной пластинки. В этом случае разложение выражения для оптической разности хода также показывает отсутствие дисторсии поля и оставшиеся aberrации даются выражениями [59]

$$\cos\theta(r_n^3 \alpha/2)(1/R_1^2 - 1/R_2^2) - \text{кома}, \quad (2.26a)$$

$$- [(r_n^2 \alpha^2/(2F)) \cos^2\varphi - \text{астиматизм}, \quad (2.26б)$$

$$- [r_n^2 \alpha^2/(4F)] - \text{кривизна поля}. \quad (2.26в)$$

Фактор  $\cos\theta$  введен для учета двумерного распределения точек в плоскости объекта. Глубина резкости изображения, получаемого с помощью зонной пластинки, определяется расчетным выражением [60]

$$\Delta F = \lambda F^2 / (4r_n^2). \quad (2.27)$$

Например, пластинка, имеющая 250 зон и фокусное расстояние 1,3 мм, обладает глубиной резкости  $\Delta F = 1,3$  мкм [60]. Пространственное разрешение такой зонной пластинки 50 нм.

Приведенные формулы, описывающие aberrационные свойства зонной пластинки как элемента для передачи изображений, позволяют оценить качество получаемого изображения для конкретных применений. Важным свойством является отсутствие дисторсии поля. В совокупности с высоким пространственным разрешением это обусловило применение зонных пластинок при создании рентгеновских микроскопов [58]. Однако используемые зонные микрообъективы Френеля далеки от идеальных по двум основным параметрам - светосиле и эффективности.

### 2.1.2. Светосила и эффективность зонной оптики

Светосила зонной пластинки определяется максимальным разрешением технологического процесса при ее изготовлении. Отношение площади входного зрачка к квадрату фокусного расстояния не превышает для микрозонных пластинок с разрешением порядка 70 нм  $1,5 \cdot 10^{-3}$ . Этот параметр трудно поддается улучшению, так как зависит от ширины крайней зоны зонной пластинки. Что же касается эффективности зонных пластинок, то, как указывалось раньше, традиционные амплитудные зонные пластинки обладают эффективностью не выше 10%. Проблему повышения эффективности амплитудной зонной оптики можно частично решить, используя составную зонную пластинку, описанную в [61]. Идея составной зонной пластинки заключается в том, чтобы окружить центральную зонную пластинку с фокусным расстоянием  $F$  в первом порядке дополнительными зонами, имеющими в третьем порядке то же фокусное расстояние. Радиусы зон такой зонной пластинки определяются выражениями [61]

$$r_n^2 = n\lambda F, \quad n = 1, 2, \dots, N_1, \quad (2.28a)$$

$$r_n^2 = n(3-2N_1/M), \quad n = N_1+1, N_1+2, \dots, M. \quad (2.28б)$$

На рис. 2.8 показан общий вид составной зонной пластинки и приведено радиальное распределение интенсивности в ее фокусе для числа внутренних зон  $N_1 = 100$ . Составные зонные пластинки позволяют улучшить также и разрешение, так как общая апертура оптического элемента увеличивается по крайней мере в 2 раза. Главный результат применения составной зонной пластинки - увеличение интенсивности в фокальной плоскости. Увеличение количества внешних зон до 350 позволяет поднять интенсивность в фокальном пятне более чем на порядок по сравнению с обыкновенной зонной пластинкой того же разрешения. Наилучшие параметры составной зонной пластинки получаются при числе внешних зон  $M = 11N_1/3$ . В этом случае реализуются предельные возможности технологии, когда размеры минимальной зоны внутренней и внешней структур совпадают. Интенсивность фокального пятна в оптимальном случае возрастает в 13,4 раза. Однако интегральная эффективность составной зонной пластинки (количество энергии, дифрагированное в фокальное пятно) остается малой. Согласно (2.28б) полная апертура оптимальной составной зонной пластинки равна  $9N_1$ . Таким образом, интенсивность в фокусе согласно (2.28a) должна возрасти в 81 раз, в то же время интенсивность согласно [61] увеличивается только в 13,4 раза. После вычислений получаем, что полная эффективность составляет всего 1,5%.

Фазовые зонные пластинки. Рассмотренные свойства зонных пластинок из поглощающего материала обладают существенным недостатком: эффективность сбора излучения в фокальное пятно достаточно низкая (теоретически не превышает  $1/\pi^2$ ), кроме того, четверть падающего излучения не дифрагирует и приводит к возникновению сильного фона в плоскости изображения. Для того чтобы устранить эти трудности, Рэлей предложил в 1888 г. фазовые зонные пластинки [62]. Р. Вуд продемонстрировал преимущества пластинок Рэля перед амплитудными [63]. Устройства Рэля-Вуда оказались весьма полезными там, где аналоги обычных оптических элементов отсутствуют - в рентгеновской и ВУФ оптике. В фазовой контрастной пластинке Рэля все зоны Френеля открыты и прозрачны для излучения. Эффект фокусировки достигается за счет сдвига фазы на радиан в зонах разной четкости, так что в фокусе интерферируют волны с одним и тем же знаком фазы.

Рассмотрим случай, когда плоская волна падает на зонную пластинку (см. рис. 2.2, б). В фокусе первого порядка суммируются амплитуды от каждой зоны с различными фазами. В направлении увеличения радиуса вдоль зонной пластинки длина оптического пути лучей до фокуса увеличивается. В первой зоне ( $r_0 - r_1$ ) фаза волны нарастает от 0 до  $\pi$  со средней амплитудой, имеющей фазу, равную  $\pi/2$ . Во второй зоне ( $r_1 - r_2$ ) фаза изменяется от  $\pi$  до  $2\pi$  со средним значением фазы  $3\pi/2$ .

Таким образом, суммарная амплитуда волны от первой и второй зон будет равна нулю, так как волны интерферируют в противофазе. Если же в первой зоне добавить сдвиг фазы  $\pi$ , то интерференция дает сумму амплитуд в фокальной точке. Аналогично происходит и во всех остальных зонах, где сдвиг фаз больше  $2\pi$ .

Разрешение и aberrации рэлеевских зонных пластинок полностью аналогичны амплитудным [64,65]. В табл. 2.1 проведено сравнение амплитудных и фазовых зонных пластинок с точки зрения распределения дифрагированного светового потока ( $I_1$  - интенсивность в первом порядке дифракции,  $I_2, I_3, \dots$  - интенсивность действительных изображений во втором, третьем и т.д. порядках [64]).

Здесь приведены значения дифрагированных потоков в идеальных случаях полностью прозрачных или полностью поглощающих материалов. В реальном случае материал, из которого изготовлена зонная пластинка, вносит фазовый сдвиг, а также поглощает излучение. В табл. 2.1 приведены данные и для киноформной зонной пластинки со специальным профилем поверхности. В дальнейшем свойства и структура этого оптического элемента будут обсуждены более подробно.

Таблица 2.1

Тип зонной пластинки	$I_1/I_0, \%$	$I_2/I_0, I_3/I_0, \dots, \%$	Недифрагированная часть, %	Поглощение, %
Амплитудная френелевская	10,1	0; 1,1; 0; 0,4; ...	25	50
Фазовая Рэлея-Вуда	40,4	0; 4,5; 0; 1,6; ...	0	0
Амплитудная габоровская	6,25	0	25	68,75
Фазовая габоровская	34	10; 1; 0,1; 0,06; ...	0	0
Фазовая киноформная	100	0	0	0

Как следует из обзора оптических свойств материалов в диапазоне мягкого рентгеновского излучения, сделанного в предыдущей главе, все материалы в нанометровом диапазоне обладают значительным поглощением. Следовательно, возможности создать идеальную фазово-контрастную пластинку Рэлея-Вуда практически не существует. Реальная структура будет лишь более или менее хорошим приближением к идеальной. Дифракционные свойства такой структуры определяются комплексным показателем преломления  $\hat{n}$ . При тщательном выборе материалов можно создать фазовую зонную пластинку со свойствами, значи-

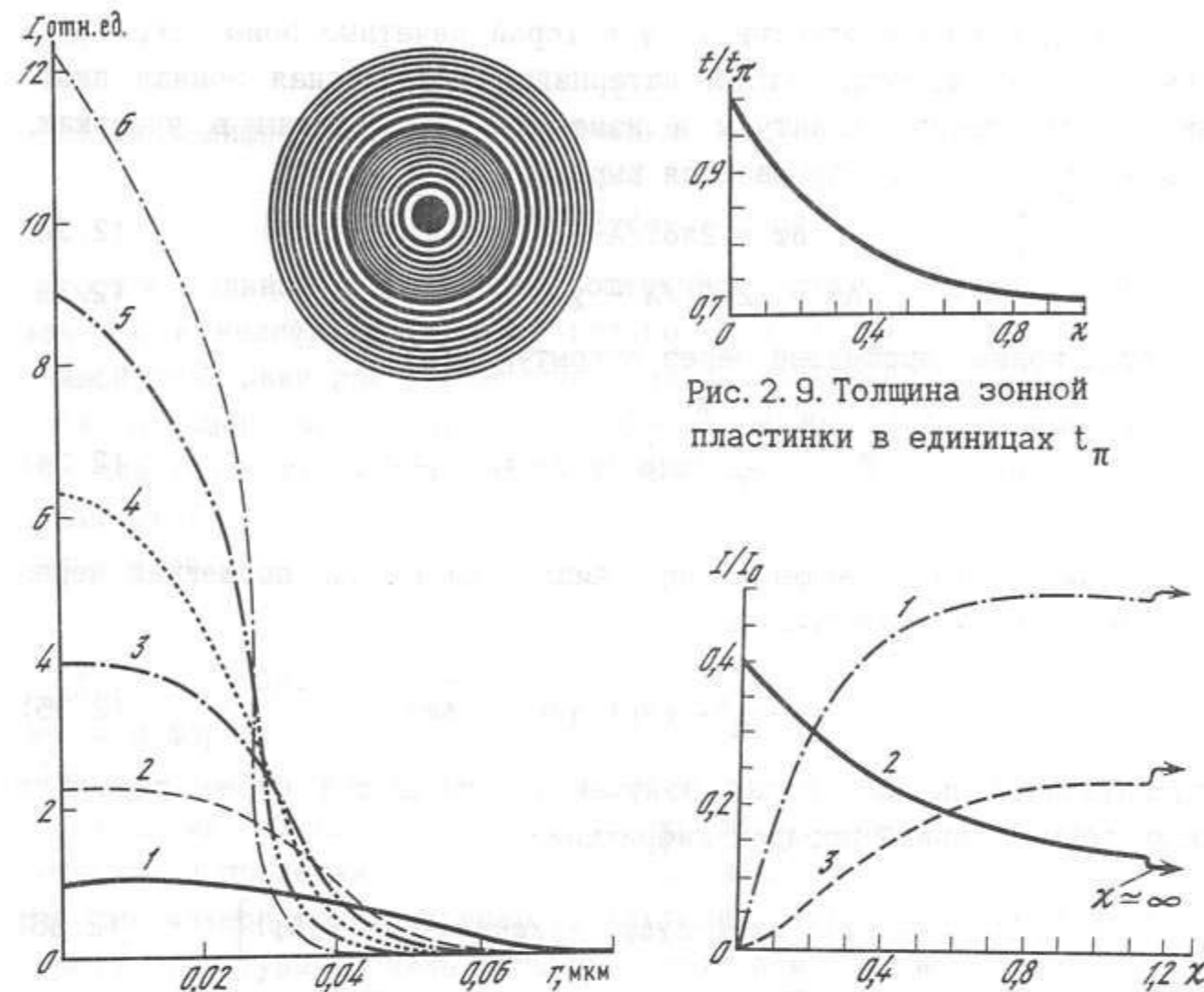


Рис. 2.8. Общий вид составной зонной пластинки Френеля и радиальное распределение интенсивности в ее фокальной плоскости для  $N_1=100$  при числе внешних зон  $M$ , равном 100 (1), 150 (2), 200 (3), 250 (4), 300 (5) и 350 (6)

Рис. 2.10. Зависимости относительных значений поглощенной (1), сфокусированной (2) энергии и энергии непродифрагированного излучения (3) от параметра  $\chi$

тельно превосходящими амплитудную. Основной величиной, влияющей на эффективность фазовой модуляции структуры, является соотношение

$$\chi = \beta/\delta. \quad (2.29)$$

Для материалов, состоящих только из одного элемента периодической системы, это соотношение принимает вид

$$\chi = f_2/f_1. \quad (2.30)$$

Если  $\beta = 0$  и, следовательно,  $\chi = 0$ , материал является идеально прозрачным. Для того чтобы получить максимальную эффективность зонной пластинки, очевидно, толщина фазосдвигающего слоя должна быть

$$t_\pi = \lambda/(2\delta). \quad (2.31)$$

При такой разности толщин зон происходит сдвиг фазы волны падающего излучения на  $\pi$  радиан. В реальном случае максимальный поток излучения в фокус достигается при несколько других толщинах слоев [64].

Рассмотрим зонную пластинку, у которой нечетные зоны открыты, а четные покрыты фазосдвигающим материалом (положительная зонная пластинка). Ослабление амплитуды и изменение фазы волны в участках, покрытых материалом, описываются выражениями

$$\Delta\varphi = 2\pi\delta t/\lambda, \quad (2.32)$$

$$\Delta\beta = -2\pi\beta t/\lambda - \chi\Delta\varphi. \quad (2.33)$$

Амплитуда волны, прошедшей через открытую зону,

$$E_1 = \frac{E_0}{2\pi} \int_0^\pi \exp(i\varphi) d\varphi = \frac{iE_0}{\pi}, \quad (2.34)$$

где  $E_0$  - амплитуда падающей волны. Амплитуда волны, прошедшей через зону, заполненную материалом,

$$E_2 = \frac{iE_0}{\pi} \exp(-\chi\Delta\varphi - i\Delta\varphi). \quad (2.35)$$

Следовательно, полный поток излучения, прошедший через первую и вторую зоны в первый порядок дифракции

$$I_1^2 = \frac{E_0^2}{\pi^2} [1 + \exp(-2\chi\Delta\varphi) - 2\cos\Delta\varphi \exp(-\chi\Delta\varphi)]. \quad (2.36)$$

Вклад высших порядков дифракции легко учесть. Он может быть вычислен по формулам

$$I_1 = \begin{cases} \frac{E_0^2}{m^2\pi^2} [1 + \exp(-2\chi\Delta\varphi) - 2\cos\Delta\varphi \exp(-\chi\Delta\varphi)], & m - \text{нечетное,} \\ 0, & m - \text{четное.} \end{cases} \quad (2.37)$$

Результаты расчета по этой формуле и приведены в табл. 2.1 для  $\chi = 0$  и  $\Delta\varphi = \pi$ . При наличии значительного поглощения в материале оптимальное значение сдвига фазы, а следовательно, и оптимальной толщины слоя можно найти из выражения

$$2\sin\Delta\varphi_{\text{опт}} + 2\chi\cos\Delta\varphi_{\text{опт}} = 2\chi \exp(-\chi\Delta\varphi_{\text{опт}}). \quad (2.38)$$

Значения оптимального сдвига фазы  $\Delta\varphi_{\text{опт}}$  позволяют вычислить оптимальную толщину амплитудно-фазовой зонной пластинки для получения максимальной эффективности в фокальной плоскости [64]:

$$t_{\text{опт}} = \lambda\Delta\varphi_{\text{опт}}/(2\pi\delta). \quad (2.39)$$

На рис. 2.9 приведена оптимальная толщина зонной пластинки в зависимости от параметра  $\chi$  в единицах  $t_\pi$ . После выбора соответствующих параметров  $\chi$  и  $\Delta\varphi_{\text{опт}}$  легко оценить ту часть энергии, которая поглощается в зонной пластинке либо дифрагирует в нулевой порядок. Для поглощенной интенсивности имеем

$$I_{\text{погл}} = \frac{E_0^2}{2} [1 - \exp(-2\chi\Delta\varphi)], \quad (2.40)$$

и поток недифрагированного излучения

$$I_0 = \frac{E_0^2}{4} [1 + \exp(-2\chi\Delta\varphi) + 2\cos\varphi \exp(-\chi\Delta\varphi)]. \quad (2.41)$$

Относительные значения поглощенной энергии, энергии сфокусированного и недифрагированного потоков для оптимизированной толщины зонной пластинки при разных значениях  $\chi$  приведены на рис. 2.10 [64]. Согласно оценкам, сделанным по формуле (2.36), фазовые свойства зонных пластинок хорошо проявляются при  $\chi < 0,175$ . Для таких значений  $\chi$  выражение (2.36) можно упростить, считая  $t_{\text{опт}} \sim t_\pi$ , и, следовательно [66],

$$E_1^2 = E_0^2 [1 + \exp(-\chi\pi)]^2/\pi^2.$$

Для создания реальной фазовой зонной пластинки недостаточно иметь информацию только о значении параметра  $\chi$ . Важным фактором с технологической точки зрения является абсолютная величина  $t_{\text{опт}}$ . При  $t_{\text{опт}} \geq 1$  мкм создание зонных пластинок методами микроэлектронной технологии представляет значительную сложность [66]. Однако для отдельных материалов, например для кремния, технология позволяет создавать структуры с очень большим отношением высоты к ширине (до 10-15). На рис. 2.11 [67] приведены фотографии зонных пластинок, изготовленных из монокристаллического кремния методом электронно-лучевой литографии и ионно-химического травления, с параметрами, приведенными ниже:

Полное число зон Френеля	56
Внешний диаметр, мкм	114
Ширина внешней зоны, нм	300
Толщина фазосдвигающего слоя, мкм	2,4
Материал пластинки	Кремний
Фокусное расстояние (на длине волны 0,834 нм), см	5

Для кремния на длине волны 0,834 нм значение  $\chi = 0,045$ ,  $t_{\text{опт}} = 2,3$  мкм. Характеристики приведенной на рис. 2.11, б зонной пластинки близки к идеальной. Расчетная эффективность составляет 35% [67-69].

На рис. 2.12 приведены расчетные кривые зависимости эффективности кольцевой зонной пластинки из кремния в диапазоне длин волн 0,6 - 4 нм и соответствующая величина толщины фазосдвигающего слоя. На основании этих графиков можно выбрать диапазоны, в которых кремний является хорошим фазовым материалом для рентгенооптики. Отклонение толщины фазосдвигающих зон от оптимального значения приводит, естественно, к падению эффективности зонной пластинки. Однако эти вариации толщины могут происходить в довольно широких пределах. Как

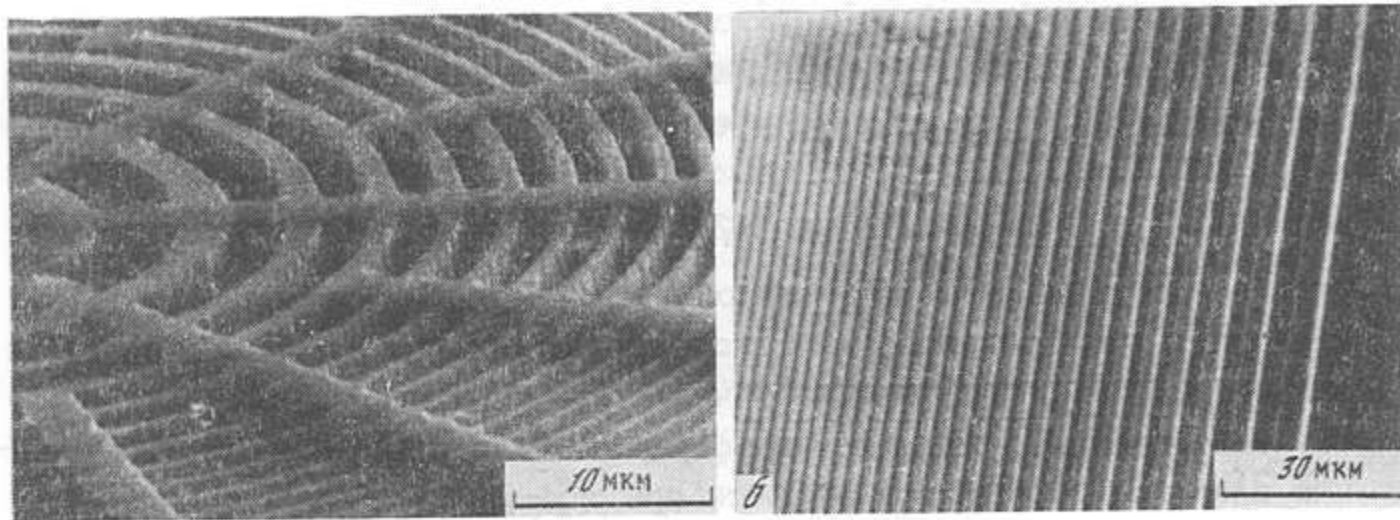


Рис. 2.11. Трафаретные кольцевая (а) и линейная (б) зонные пластинки из кремния [67]

показали расчеты, изменение толщины слоя на  $\pm 20\%$  приводит к уменьшению потока излучения в фокус первого порядка всего на 5%. Для кремния шум амплитудой 1% от полной интенсивности в фокусе появляется при вариации толщины слоя  $\pm 10\%$ , т. е.  $\pm 0,23$  мкм. Эта величина шероховатости поверхности не предъявляет очень высокие требования к качеству полировки пластины.

Испытания кремниевых зонных пластинок проводились с использованием характеристического излучения рентгеновской трубки с анодом из алюминия (длина волны излучения 0,834 нм). Измерения проводились в вакууме, так как излучение с такой длиной волны в воздухе хорошо поглощается. Между источником излучения и объектом — щелью располагался алюминиевый фильтр, пропускавший в основном только характеристическую линию излучения. В качестве регистратора в экспериментах использовались фотопластинки "Микрат-ВРЭ" с собственным разрешением 1000 лин/мм. На рис. 2.13 приведены изображения, полученные в фокальной плоскости зонных пластинок, с соответствующими денситограммами. Эффективность кольцевой зонной пластинки в соответствии с денситограммой оценивается величиной 18%. Размеры фокальных пятен определяются оптической схемой эксперимента.

Для проведения количественных измерений эффективности зонной пластинки по денситограмме была проведена калибровка фотопластинок на длине волны 0,834 нм. Проявление проводилось в проявителе D-19 в течение 5 мин. Измеренный коэффициент контрастности  $\Gamma \approx 1,12$ .

Кроме кремния существует целый ряд других материалов, пригодных для создания фазовых зонных пластинок [64, 66]. В табл. 2.2 приведены некоторые из этих материалов, отобранных из следующих принципов. Расчетная эффективность фазовых зонных пластинок, изготовленных из этих материалов, должна быть больше 25%, а оптимальная толщина фазосдвигающего слоя меньше или порядка 1 мкм, что соответствует предельным возможностям технологии. В настоящее время кроме кремния

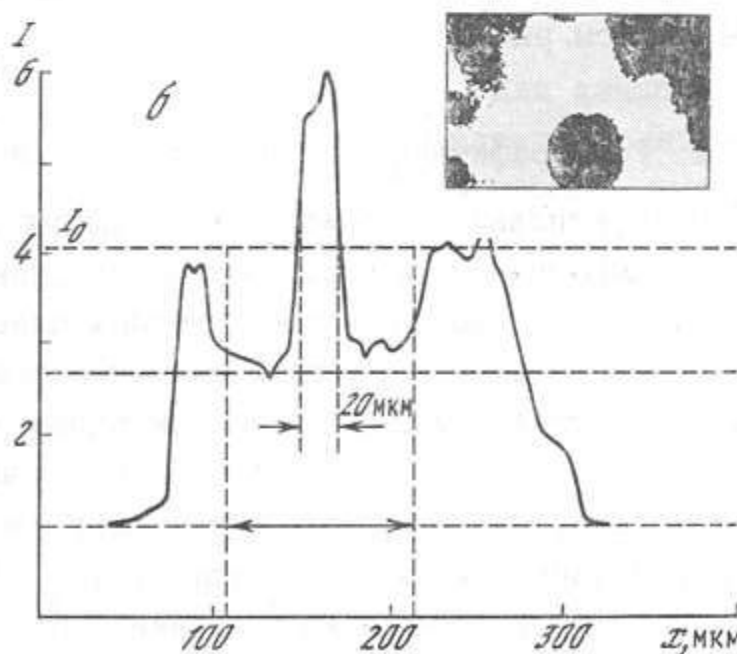
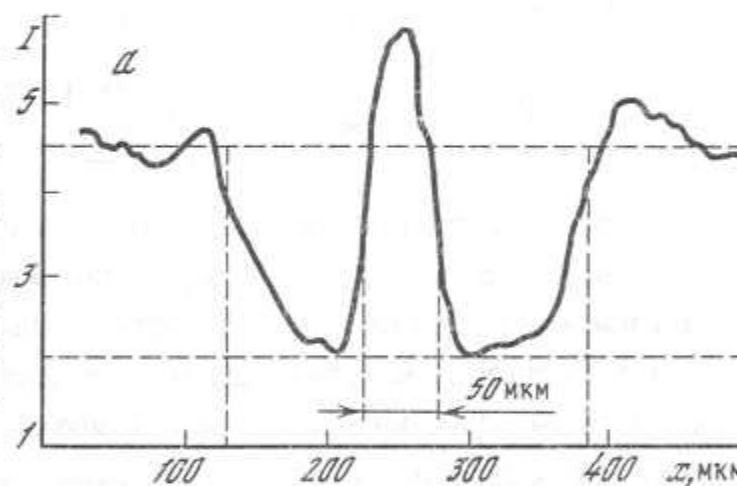
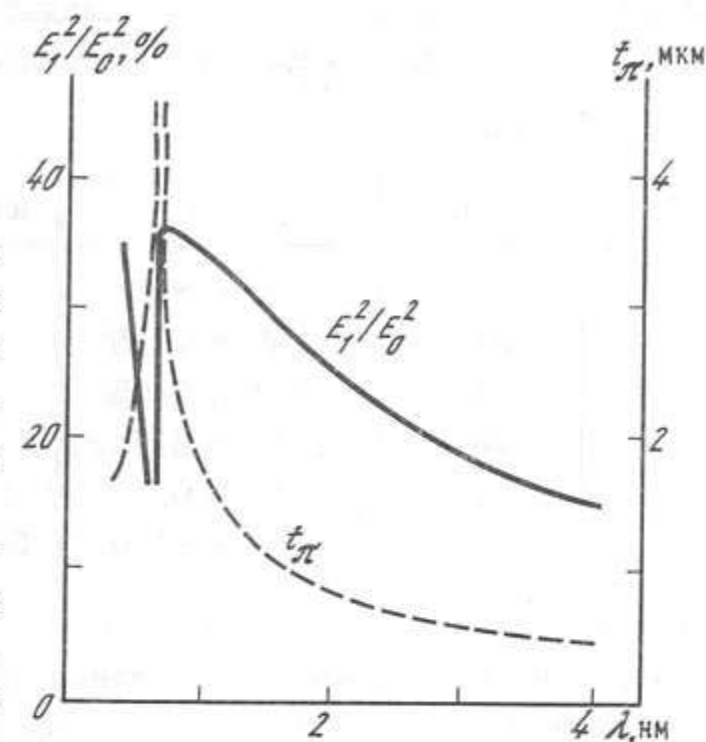
Рис. 2.12. Зависимость эффективности и толщины  $t_\pi$  кремниевой зонной пластинки от длины волны [67]

[67] фазовые зонные пластинки были изготовлены из германия [70], серебра [66] и углерода [71]. Однако серебряные зонные пластинки так и не были испытаны.

Испытания фазовой конденсорной зонной пластинки из германия показали очень хорошее совпадение эффективности с расчетами по формуле (2.36) [70]. Экспериментально в [70] получена эффективность дифракции в первый порядок 15% (с учетом поглощения излучения в опорной мембране).

Интересные возможности открываются при использовании некоторых одноэлементных материалов в области длин волн аномального поглощения и преломления. В предыдущей главе приведены некоторые примеры изменения оптических свойств материалов в области аномального рассеяния. К сожалению, для многих материалов отсутствуют достоверные сведения об оптических константах в этих областях. Однако для некоторых материалов, например для кремния, такие данные имеются [20, 21]. Зонная пластинка, работающая в области

Рис. 2.13. Распределения энергии в плоскости изображений для линейной (а) и кольцевой (б) зонных пластинок



аномального рассеяния, должна обладать хорошим селективным свойством по длине волн и формировать изображение в "белом" излучении.

Таблица 2.2

Материал	$\lambda$ , нм	Материал	$\lambda$ , нм
C	5,1 - 8,6	Au	2,0 - 2,34
Al	1,45 - 2,25	Nb	0,7 - 0,8
Si	0,7 - 2,05	Mo	{ 0,7 - 0,8
Cu	0,44 - 0,54		{ 6,4 - 40
Ag	{ 0,46 - 0,7	ПММА	5,0 - 8,0
	{ 7,2 - 11,0	Полиимид	5,9 - 8,0

В табл. 2.3 приведены некоторые характеристики ряда материалов, потенциально пригодных для создания такой "полихроматической" оптики на эффекте инверсии знака реальной части оптической постоянной (по данным [5]).

Таблица 2.3

Материал	Край поглощения	$\lambda$ , нм	$-\chi$	$t_{\text{опт}}$ , мкм	$I_1/I_0$ , %
Be	K	11,27	0,05	0,71	34,9
Si	L	12,4	0,048	0,2	35
Te	M <sub>5</sub>	21,7	0,1	0,2	30

На рис. 1.4 приведено расчетное значение коэффициента преломления для кремния в области L-края поглощения с ярко выраженными аномальными свойствами. Знак действительной части коэффициента преломления в области энергий падающего излучения  $\sim 100$  эВ становится положительным. "Аномальная" линза может быть использована также в качестве естественного монохроматора. Ширина интервала энергии, где происходит аномальное изменение коэффициента преломления,  $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-2}$  (см. рис. 1.4).

## 2.2. Голографические зонные пластинки

Широко используемым методом создания элементов зонной оптики является интерференционный метод получения так называемых "габоровских", или голографических зонных пластинок. Таким способом удается получить зонные пластинки с числом зон больше тысячи, что невозможно при использовании других методов литографии [72]. Структуру "габоровских", или голографических зонных пластинок можно получить, регистрируя картину интерференции плоского и сферического фронтов (параболические зонные пластинки) либо двух сферических фронтов (эллиптические зонные пластинки), распространяющихся навстречу друг

другу (см. рис. 2.1). Амплитудная габоровская зонная пластинка с синусоидальным профилем поглощения отличается замечательным свойством - полным отсутствием высших порядков дифракции, начиная со второго (см. табл. 2.1). Однако согласно формуле (2.86) теоретически эффективность ее невелика и составляет 6,25%, что значительно уступает эффективности бинарных зонных пластинок как амплитудных, так в особенности и фазовых ( $\sim 40\%$ ).

Рассмотрим фазовую габоровскую пластинку с непрерывным изменением фазовой задержки волны в соответствии с уравнением (2.76). Изменение фазы амплитуды волны возникает вследствие разной длины оптического пути в слое и описывается уравнениями (2.32, 2.33). Общее амплитудное пропускание является комплексной величиной:

$$\tilde{T} = \exp(-\chi\Delta\varphi + i\Delta\varphi). \quad (2.42)$$

Экспонента с показателем  $-\chi\Delta\varphi$  означает поглощение волны в материале зонной пластинки.

Пусть распределение толщины зон фазосдвигающего слоя голографической зонной пластинки по радиусу описывается уравнением

$$t = t_0 + t_1 \cos[\pi r^2/(\lambda F)] , \quad (2.43a)$$

тогда соответствующее распределение фазового сдвига волны

$$\varphi_1 = 2\pi\delta t_1/\lambda . \quad (2.43b)$$

Опуская несущественную часть постоянного фазового сдвига, можно записать, что

$$\tilde{T} = \exp[-\chi\varphi_1 \cos(\Omega r^2/F) + i\varphi_1 \cos(\Omega r^2/F) \exp(-\chi\varphi_1)] , \quad (2.44)$$

где  $\Omega = \pi/\lambda$ .

Предположим, что  $\chi \ll 1$ , что соответствует чисто фазовой зонной пластинке. В этом случае  $\tilde{T} = \exp[i\varphi_1 \cos(\Omega r^2/F)]$  и в соответствии с известным разложением в ряд Фурье

$$\tilde{T} = \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} i^m J_m(\varphi_1) \exp(im\Omega r^2/F) , \quad (2.45)$$

$J_m(\varphi_1)$  - функция Бесселя  $m$ -го порядка аргумента  $\varphi_1$ . Для данного  $m$  соответствующее слагаемое в формуле (2.45) представляет амплитуду волны  $m$ -го порядка дифракции. Из выражения (2.45) следует, что в дифрагированном излучении присутствуют высшие порядки дифракции, и

$$I_m = I_0 [J_m(\varphi_1)]^2. \quad (2.46)$$

Максимальная амплитуда первого порядка дифракции достигается при  $\varphi_1 = 1,94$ , что означает оптимальную величину толщины модулирующего слоя материала:

$$t_{\text{опт}} = 1,94\lambda/(2\pi\delta) \approx 0,3\lambda/\delta . \quad (2.47)$$

Для кремния на длине волны 0,834 нм, например, оптимальная толщина

модуляции  $t_{\text{опт}} = 1,44$  мкм. Это значение в 1,7 раза меньше, чем требуется для бинарной фазовой зонной пластинки, что ведет к упрощению технологии изготовления пластинок. Однако максимально возможное теоретическое значение эффективности для голографических фазовых зонных пластинок несколько меньше, чем для бинарных:

$$I_{1, \text{max}} / I_0 \approx 0,34 . \quad (2.48)$$

### 2.3. Киноформные зонные пластинки

Положенный в основу описания зонной пластинки пространственный образ картины интерференции плоской и сферической волны (см. рис. 2.1) дает возможность довольно просто описать пространственную структуру френелевских зон. Формализм параболических и эллипсоидальных координат позволяет рассчитать также свойства "киноформных" линз, основанных на рефракционных свойствах материалов в рентгеновском диапазоне длин волн. Основным принципом создания подобных линз является изготовление такого профиля фазосдвигающей поверхности, чтобы в фокальной точке амплитуды прошедших волн складывались с постоянной величиной фазы (сравните в случае зонной пластинки - с одним знаком фазы). Скачки фазы допускаются только в точках, кратных  $2\pi$  (киноформная пластинка) или  $2n\pi$  (пластинка Вуда), где  $n = 1, 2, 3$  и т. д.

Впервые такой тип синтезированной оптики был предложен в работе [73]. Авторами этой работы предложен и сам термин "киноформ". Простейшим примером получения киноформной фокусирующей линзы является проецирование на плоскость сечений обычной тонкой линзы с фокальным расстоянием  $F$  (рис. 2.14). Сечения делаются перпендикулярно оптической оси, так, чтобы разность фаз волновых фронтов была равна  $2\pi$ , что соответствует толщине  $\lambda/\delta$  (для пластинки Вуда  $n\lambda/\delta$ ). Полученный профиль имеет толщину от долей микрона до нескольких микрон и представляет собой "плоскую линзу" со всеми свойствами идеальной тонкой параболической линзы. Рассмотрим свойства киноформной линзы как элемента для фокусировки падающего потока излучения. Для простоты рассмотрим осесимметричный случай.

Переходим к параболическим координатам:

$$r = \xi\eta, \quad y = (\eta^2 - \xi^2)/2 . \quad (2.49)$$

Считая, что фокальная точка находится в начале координат, а оптический элемент на расстоянии  $F$  по оси  $y$ , в плоскости сечения параболоидов координата выражается как

$$r^2 = 2F\xi^2 + \xi^4, \quad (2.50)$$

отсюда

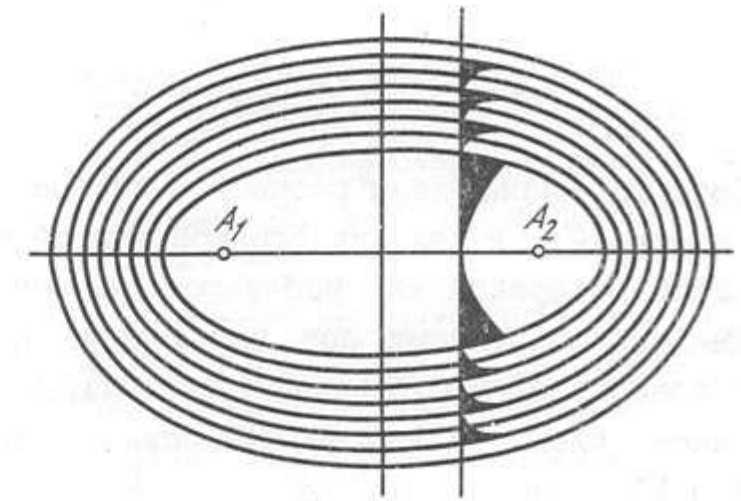


Рис. 2.14. Схема формирования киноформной линзы

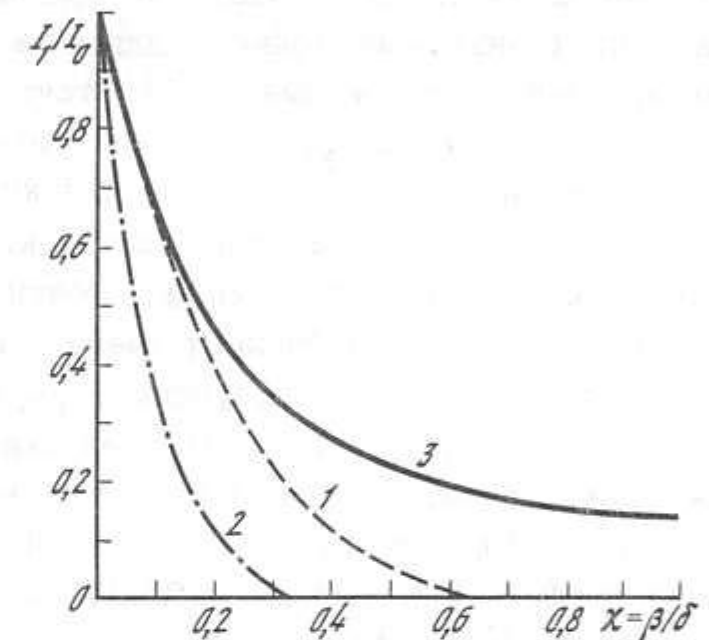


Рис. 2.15. Зависимости эффективности киноформной зонной пластинки (1), пластинки Вуда (2) и оптимизированной зонной пластинки (3) от параметра  $\chi$

$$\xi_n^2 = -F + \sqrt{F^2 + r_n^2} . \quad (2.51)$$

Это означает, что  $\xi^2$  равна разности оптических путей и сдвиг фазы волны выражается как

$$\Delta\varphi = 2\pi\xi^2/\lambda . \quad (2.52)$$

Условие постоянства фазы (с точностью до  $2\pi$ ) в фокальной плоскости, следовательно, можно записать как

$$(2\pi/\lambda)(\sqrt{F^2 + r^2} - F) = 2\pi\delta t/\lambda, \quad (2.53)$$

где  $t$  - толщина слоя фазосдвигающего материала:

$$t = (\sqrt{F^2 + r^2} - F)/\delta . \quad (2.54)$$

Условие  $\xi^2 = \lambda$  означает, что сдвиг фазы волны равен  $2\pi$ .

Для оценки максимальной эффективности киноформной линзы воспользуемся формализмом, примененным при исследовании свойств бинарной фазовой зонной пластинки. Для постоянной величины фазы в фокальной точке амплитуда волны, сфокусированная киноформным элементом, выражается как

$$E_1 = \frac{E_0}{2\pi} \int_0^{\sqrt{\lambda}} \exp(-2\chi\pi\xi^2/\lambda) d\xi. \quad (2.55)$$

На рис. 2.15 приведены расчетные кривые эффективности (в зависимости от величины  $\chi$ ) для киноформной зонной пластинки и пластинки Вуда с фазовой задержкой  $4\pi$ . Небольшое различие в эффективности при малых  $\chi$  быстро возрастает при увеличении  $\chi$ , поэтому киноформные линзы целесообразно изготавливать из материалов высокой прозрачности. Согласно рис. 2.15 киноформные пластинки достаточно эффективны при  $\chi \leq 0,15$ .

Киноформная линза обладает несколькими важными преимуществами по сравнению с обычными зонными пластинками: 1) aberrации соответствуют идеальной тонкой линзе, 2) отсутствуют высшие порядки дифракции, 3) минимальный размер зоны кольцевого элемента киноформной линзы по крайней мере в два, а для киноформной пластинки Вуда в 3 раз больше, чем для зонной пластинки Френеля. Последнее обстоятельство является очень важным с точки зрения технологии реализации высокоразрешающих киноформных элементов. Киноформная линза, созданная с профилем, соответствующим формуле (2.54), не является оптимальной. В работах [74 - 76] предложено открыть часть киноформной зоны, используя комбинированную интерференцию. Принцип создания такой линзы иллюстрирует рис. 2.16. Пунктирной линией показан идеальный профиль киноформной линзы в случае  $\beta = 0$  (отсутствие поглощения). Сплошная линия - оптимизированный профиль при  $\beta > 0$ . Оптимизация проводилась путем варьирования функционала эффективности. В результате оптимальное распределение толщины пластинки имеет вид [76]:

$$t(r) = \begin{cases} 0, & r_1 - r_{\text{опт}} \leq r \leq r_1, \\ (\sqrt{F^2 + r^2} - F)/\delta, & 0 \leq r \leq r_1 - r_{\text{опт}}, \end{cases} \quad (2.56)$$

где  $F$  - фокусное расстояние.

Оптимальная величина прозрачной области  $r_{\text{опт}}$  определяется из соотношений

$$\exp[-2\pi\chi(L_{\text{опт}} + 1)] = \sin(\gamma - 2\pi L_{\text{опт}}) / \sin\gamma, \quad (2.57)$$

$$\cos\gamma = \beta(\beta^2 + \delta^2)^{1/2}, \quad (2.58)$$

$$L_{\text{опт}} = \sqrt{F^2 + (r_n - r_{\text{опт}})^2} - \sqrt{F^2 + r_n^2}. \quad (2.59)$$

В выражениях (2.57)-(2.59) для простоты можно рассмотреть только первую киноформную зону с радиусом  $r_1 = 2F\lambda + 2\lambda^2$ , соответствующим сдвигу фазы дифрагированной волны на  $2\pi$ . В случае фазовой зонной пластинки с поглощением кольцо с шириной  $r_{\text{опт}}$  остается открытым.

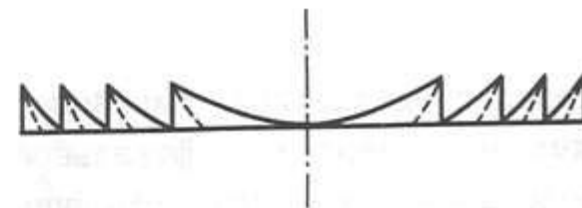


Рис. 2.16. Профиль киноформной линзы при  $\beta=0$  (сплошная линия) и профиль оптимизированной зонной пластинки при  $\beta=0$  (пунктирная линия)

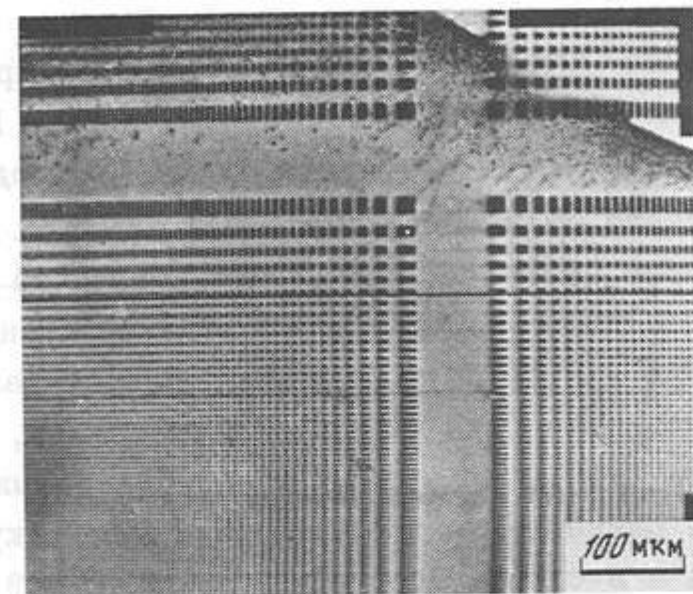


Рис. 2.17. Синтезированный рентгенооптический элемент [79]

Максимальная толщина фазосдвигающего материала, следовательно, вычисляется по формуле

$$t_{\text{max}} = [\sqrt{F^2 + (r_1 - r_{\text{опт}})^2} - F] / \delta \quad (2.60)$$

и зависит от величины  $r_{\text{опт}}$ . Согласно [76] эффективность оптимизированного киноформного элемента

$$I_1/I_0 = (1/\pi^2) \sin^4(\pi L_{\text{опт}}) (1 + 1/\chi^2). \quad (2.61)$$

На рис. 2.15 представлена также зависимость эффективности оптимизированной зонной пластинки от параметра  $\chi$  материала, откуда следует, что при  $\chi = 0,1$  оптимизации практически не требуется и эффективность достигает 65%.

Киноформные оптические элементы, описанные выше, являются простейшим примером использования амплитудно-фазового профиля поверхности для преобразования волновых фронтов. В последнее время большое развитие получила так называемая "компьютерная оптика", предназначенная для преобразования сложных волновых фронтов [77, 78]. Синтезированные амплитудно-фазовые оптические элементы могут оказаться очень полезными в рентгеновской области, например для получения заданного распределения интенсивности в фокальной плоскости. На рис. 2.17 представлен рентгеновский элемент, предназначенный для преобразования плоского волнового фронта в крестообразное распределение интенсивности в фокальной плоскости [79]. Во многих случаях, например при создании рентгеновского микронда, от оптического элемента не требуется функций передачи изображений. Основное требование - формирование идеального сферического волнового фронта с фокальным пятном минимальных размеров. В этом случае методы компьютерной оптики также могут оказаться полезными, например для преобразования сложной формы источника рентгеновского излучения в сходящийся сферический волновой фронт.

#### 2.4. Зонные пластинки с линейным фокальным пятном

Большой интерес с практической точки зрения представляют "линейные" зонные пластинки, для которых распределение энергии в фокальной плоскости имеет вид отрезка линии. Представим себе, что источник излучения - бесконечная линия, проходящая через точку  $A_1$  перпендикулярно оптической оси  $A_1 - A_2$  (см. рис. 2.12, а). Обычные рентгеновские трубки имеют сходную форму источника излучения. Изображение источника будем рассматривать также в виде линии, пересекающей ось в точке  $A_2$ . Тогда поверхности равной фазы представляют собой цилиндры с эллиптическим сечением в плоскости, перпендикулярной линии источника. Линейная зонная пластинка формируется при сечении поверхностей равной фазы плоскостью, перпендикулярной оптической оси, так же как и в случае концентрической зонной пластинки. Подобная структура дает фокальное пятно также линейной формы. Следует более подробно остановиться на полезной особенности линейных зонных пластинок Френеля [80, 81].

Наклон линейной зонной пластинки по отношению к оси пучка на угол  $\alpha$  (рис. 2.18) дает возможность при тех же размерах зон получить значительно большее разрешение, используя проекцию зон на плоскость, перпендикулярную к оптической оси системы. При одинаковом фокусном расстоянии и минимальном размере зоны увеличение эффективной апертуры линзы составит

$$A(\alpha) = A_0 / \sin \alpha, \quad (2.62)$$

где  $A_0$  - апертура зонной пластинки, перпендикулярной оптической оси с теми же параметрами  $\delta r_n$  и  $F$ . Использование достаточно малых углов скольжения и высокоразрешающей литографии дает возможность получить разрешение примерно 50 нм. Оценим максимальное разрешение и эффективность линейной зонной пластинки, наклонной к оси пучка. При толщине рисунка из золота  $t$  и минимальной ширине зоны  $\delta r_n$  разрешение линейной зонной пластинки определяется углом наклона, т. е. проекцией элемента зонной пластинки на направление, перпендикулярное к оси пучка. Эффективный размер зоны оказывается равным  $\delta r'_n = \delta r_n \sin \alpha$ . Таким образом, уменьшая угол скольжения, можно существенно повысить разрешение линейной зонной пластинки. Однако следует принять во внимание геометрическую тень штриха решетки, которая приводит к снижению эффективности элемента (см. рис. 2.18).

Если воспользоваться соотношением для интенсивности излучения, прошедшего через зону, закрытую маскирующим слоем,  $I = I_0 \exp(-\mu_1 t)$ , где  $\mu_1$  - линейный коэффициент поглощения, то интенсивность излучения в фокальной плоскости

$$I(\alpha) = (\delta r_n - t \operatorname{ctg} \alpha) [1 - \exp(-\mu_1 t / \sin \alpha)], \quad (2.63)$$

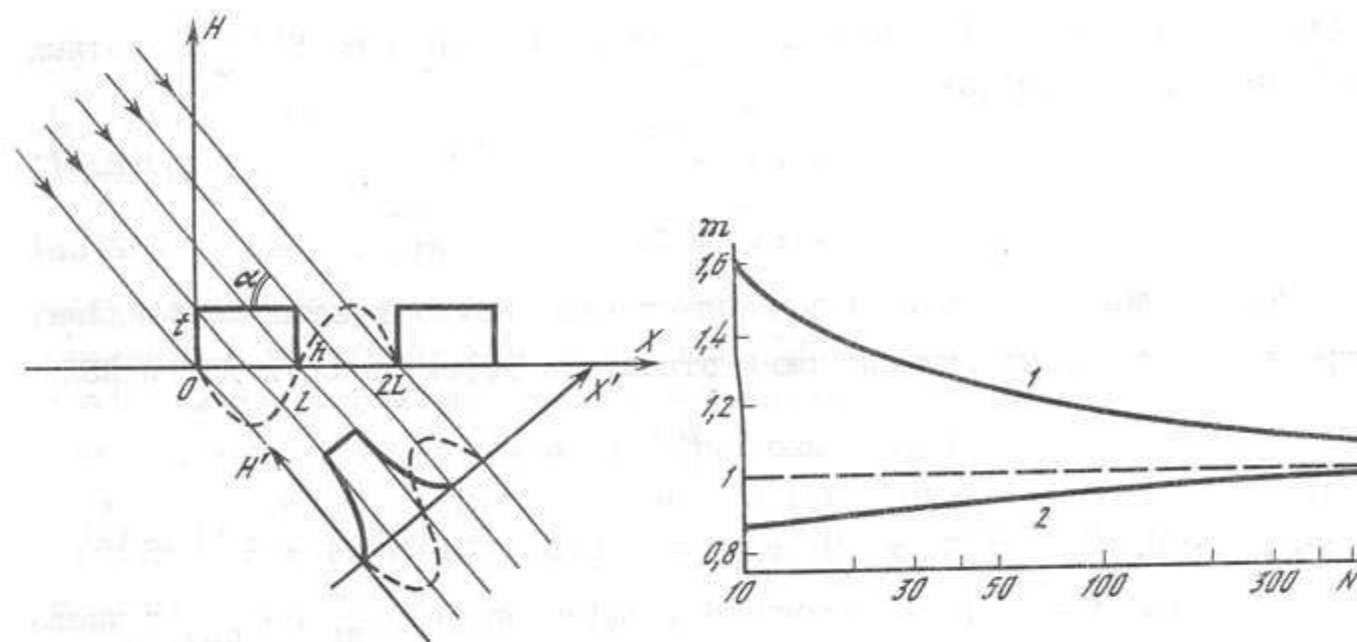


Рис. 2.18. Контраст линейной зонной пластинки при наклонном падении излучения

Рис. 2.19. Зависимости коэффициентов прозрачности линейных зонных позитивных (1) и негативных (2) пластинок от числа зон  $N$

где  $\delta r_n$  - ширина штриха решетки. Относительные потери потока фотонов по сравнению с нормальным падением излучения на решетку

$$\frac{I(\alpha)}{I(0)} = \left(1 - \frac{t}{\delta r_n} \operatorname{ctg} \alpha\right) \frac{1 - \exp(-\mu_1 t / \sin \alpha)}{1 - \exp(-\mu_1 t)}. \quad (2.64)$$

Принимая во внимание увеличение эффективной апертуры зонной пластинки при наклоне на фактор  $\sin \alpha$  получим, что при равных фокусных расстояниях, толщинах маскирующего слоя закрытых зон и максимальном разрешении технологических процессов коэффициент эффективности наклоненной к оси пучка линейной зонной пластинки выражается как

$$\frac{I(\alpha)}{I(0)} = \frac{1}{\sin \alpha} \left(1 - \frac{t}{\delta r_n} \operatorname{ctg} \alpha\right) \frac{1 - \exp(-\mu_1 t / \sin \alpha)}{1 - \exp(-\mu_1 t)}. \quad (2.65)$$

Так, например, для  $\alpha = 30^\circ$ ,  $t/L = 0,1$

$$I(\alpha)/I(0) \approx 1,3[1 - \exp(-\mu_1 t)], \quad (2.66)$$

т. е. потери потока практически не происходит при возрастании разрешения в 2 раза.

Полная эффективность линейных зонных пластинок (ЛЗП) с поглощающим слоем отличается от эффективности кольцевых зонных пластинок (КЗП). Для кольцевой зонной пластинки площади всех зон равны, поэтому в поглощающих зонах теряется 50% падающего излучения. Для линейных зонных пластинок потери излучения в негативных (с закрытой первой зоной) и позитивных (с открытой первой зоной) пластинах за-



метно отличаются. В самом деле, площади нечетных  $S^{(1)}$  и четных  $S^{(2)}$  зон выражаются как

$$S^{(1)} = L_x \sqrt{F\lambda} (\sqrt{2n+1} - \sqrt{2n}), \quad (2.67)$$

$$S^{(2)} = L_x \sqrt{F\lambda} (\sqrt{2n+2} - \sqrt{2n+1}), \quad (2.68)$$

где  $L_x$  - длина линейной зонной пластинки. Можно ввести коэффициент прозрачности  $b$ , характеризующий отношение эффективности ЛЗП и КЗП:

$$(I_1/I_0)_{\text{ЛЗП}} = m (I_1/I_0)_{\text{КЗП}},$$

где

$$m_{\text{нег}} = 0,5(1 + S^{(2)}/S^{(1)}), \quad m_{\text{поз}} = 0,5(S^{(1)}/S^{(2)})(1 + S^{(1)}/S^{(2)}).$$

На рис. 2.19 приведены зависимости коэффициентов  $m_{\text{нег}}$  и  $m_{\text{поз}}$  от числа зон. Эти значения можно использовать для пересчета значений эффективности в табл. 2.1. Для чисто фазовой и киноформной ЛЗП эффективность не изменится.

## Глава 3

### ПЕРЕДАЧА ИЗОБРАЖЕНИИ В РЕНТГЕНОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ МЕТОДАМИ ГОЛОГРАФИИ И КОГЕРЕНТНОЙ ОПТИКИ

В этой главе рассматриваются возможности применения методов голографии и когерентно-оптических явлений для получения и передачи изображений в рентгеновском диапазоне. Приводятся результаты по экспериментам в области рентгеновской голографии, а также по использованию эффекта получения фурье-изображений периодических структур. Обсуждаются особенности экспериментальных схем расчета параметров структуры изображений. Анализируется влияние когерентных свойств излучения реальных рентгеновских источников на процесс передачи изображений. Приводятся схемы получения некогерентных фурье-изображений, их экспериментальная проверка. Обсуждаются различные области применения когерентной оптики рентгеновского диапазона.

В отличие от методов контактной и проекционной сканирующей микроскопии голографическое изображение содержит информацию о пространственной структуре объекта. Голограмма также дает возможность получить информацию о фазовых неоднородностях объекта, недоступных для изучения обычными методами. Идеи голографии, развитые в 60-е - 70-е годы, привели к созданию нового раздела оптики, связанного с развитием когерентно-оптических систем для передачи, обработки и хранения информации [82].

#### 3.1. Методы рентгеновской голографии

При анализе перспектив рентгеновской голографической и интерференционной микроскопии целесообразно рассмотреть отдельно две области, соответствующие длинам волн жесткого рентгеновского излучения ( $\lambda < 1$  нм) и мягкого излучения ( $\lambda = 1 \div 20$  нм).

Сравнение последних экспериментальных исследований с теоретическими расчетами показывает бесперспективность применения обычных схем оптической голографии в области жесткого рентгеновского излучения. Ранее было показано, что разрешение традиционных схем в рентгеновском диапазоне не превышает 1-10 мкм из-за ограниченной мощности излучения рентгеновских источников. Малый коэффициент поглощения и преломления материалов на длинах волн меньше 0,3 нм приводит к тому, что увеличение разрешения только на порядок требует увеличения мощности источника в  $10^6$  раз [83].

### 3.1.1. Рентгеновские голограммы

В области жесткого рентгеновского излучения с  $\lambda < 1$  нм не существует оптических элементов в обычном понимании этого слова. Отражение рентгеновских лучей, разделение на два когерентных пучка и даже некоторая фокусировка возможны лишь с помощью совершенных бездефектных кристаллов. В качестве элементов зеркального отражения очень ограниченно используется эффект полного внешнего отражения от поверхности металлов. При этом угол отражения не превышает нескольких десятков минут. В последнее время интенсивно развивается область создания рентгенооптических элементов на основе эффекта дифракционной фокусировки в совершенных кристаллах. В 1978 г. впервые была экспериментально получена фокусировка сферической волны в совершенных кристаллах Si [84]. При этом ширина фокусировки достигает 10 мкм. Последующие эксперименты с монохроматичным рентгеновским излучением ( $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-5}$ ) позволили получить ширину максимума фокусировки примерно 3 мкм.

Положение фокусировки можно регулировать, меняя толщину кристалла или изгибая его. Дифракционная эффективность элемента достигает 25%. Однако следует отметить, что такой дифракционно-оптический элемент не является аналогом линз, так как позволяет фактически лишь получить волну с обращенной кривизной. Плоская волна преобразуется также в плоскую волну. По-видимому, в области жесткого рентгеновского излучения создание когерентно-оптических систем возможно только при использовании дифракции на совершенных кристаллах. Примером такого устройства может служить рентгеновский интерференционный микроскоп высокого разрешения (рис. 3.1). Полихроматическое излучение от точечного источника дифрагирует на тонком кристалле  $K_1$ . На "зеркала"  $M$  происходит вторичная дифракция. В ходе этого процесса излучение каждой длины волны сжимается в узкое пятно благодаря эффекту дифракционной фокусировки. Эта точка становится источником сферической волны с размером фокуса порядка 10 мкм. Если поместить объект в сферическую волну, то после кристалла  $K_2$  получится увеличенное изображение объекта с наложенным на него когерентным полем  $\Pi$ . Рассмотренная схема - простейший голографический микроскоп, использующий запись голограмм увеличенного сфокусированного изображения. Система увеличения изображения введена для того, чтобы уменьшить aberrации, вносимые дифракцией на разных кристаллах интерферометра.

Наибольшее число рентгено-голографических экспериментов успешно проведено в диапазоне длин волн 1 - 10 нм. Интерес к этому диапазону обусловлен следующими причинами:

1) достаточно высоким коэффициентом поглощения мягкого рентге-

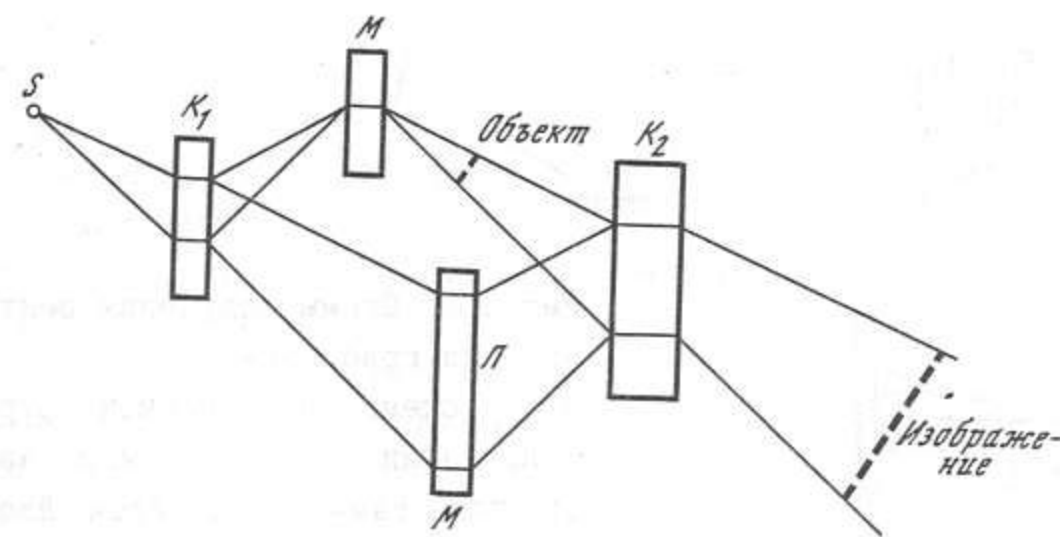


Рис. 3.1. Схема рентгеновского интерференционного микроскопа [93]

новского излучения органическими и неорганическими материалами, отсюда - высокий контраст изображения;

2) большой радиационной стойкостью органических, в том числе и биологических, объектов по сравнению с методами электронной микроскопии;

3) наличием достаточно эффективных оптических элементов для фокусировки и отражения под большими углами мягкого рентгеновского излучения.

Эксперименты в области голографической регистрации рентгеновскими лучами проводились в следующих схемах:

Схема безлинзовой фурье-голографии (рис. 3.2, а). Пространственное разрешение в этой схеме не зависит от разрешения регистратора и определяется размером точечного опорного источника и когерентностью излучения. Полученное экспериментальное разрешение 2,8 мкм [85].

Схема записи голограмм с зеркалом Ллойда (рис. 3.2, б). Разрешение в этой схеме ограничено углом полного внешнего отражения, когерентностью излучения и также не превысило 1 мкм [86].

Схема записи голограмм Фраунгофера (рис. 3.2, в). Здесь разрешение определяется в основном разрешением регистратора (6 мкм) и когерентностью излучения [87].

Хорошие результаты по получению высокого разрешения дают методы апостериорной обработки рентгеновских изображений когерентно-оптическими методами [88].

Во всех экспериментах восстановление голографического изображения проводилось видимым светом, с длиной волны на два порядка больше длины волны записи, что приводит к возникновению неустраняемых aberrаций в реконструированном изображении [89].

Таким образом, главными причинами, ограничивающими разрешение рентгено-голографических методов, являются:

1. Разрешающая способность регистратора.
2. Способ восстановления голографического изображения.

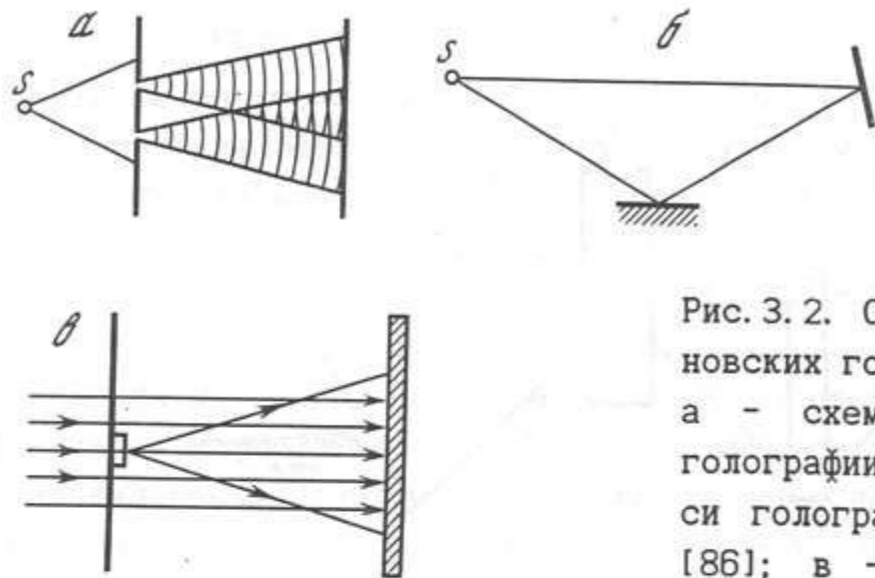


Рис. 3.2. Схемы получения рентгеновских голограмм  
а - схема безлинзовой фурье-голографии [85]; б - схема записи голограмм с зеркалом Ллойда [86]; в - схема записи осевых голограмм Фраунгофера [87]

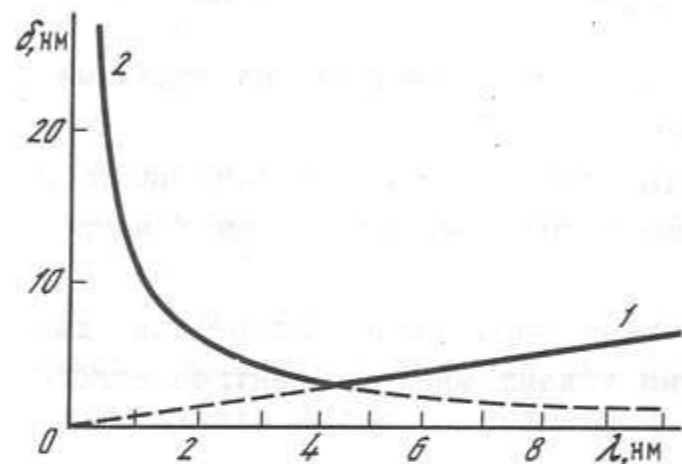


Рис. 3.3. Зависимости разрешения рентгенорезиста ПММА от длины волны  
1 - дифракционный предел разрешения; 2 - предел разрешения, ограниченного пробегом вторичных электронов в слое резиста

### 3. Когерентность излучения источников рентгеновского излучения.

От решения этих вопросов зависит дальнейшее улучшение разрешения методов рентгеновской голографической микроскопии.

Для рассмотрения требований к характеристикам элементов схемы записи выберем конкретную схему записи осевой голограммы Фраунгофера. Эта схема наименее чувствительна к когерентности излучения рентгеновских источников. Параметры, определяющие разрешение в этой схеме:

$$\delta_{x1} = 1,22 \delta_p R_1 / (R_1 + R_2), \quad (3.1)$$

$$\delta_{x2} = 1,22 d_{и} R_2 / (R_1 + R_2), \quad (3.2)$$

$$\delta_{x3} = 0,43 \sqrt{R_2 \Delta \lambda}, \quad (3.3)$$

где  $\delta_{x1}$ ,  $\delta_{x2}$ ,  $\delta_{x3}$  - разрешения, обусловленные соответственно регистратором, пространственной когерентностью и временной когерентностью излучения;  $\delta_p$  - разрешение регистратора в лин./мм;  $d_{и}$  - размер источника излучения;  $\Delta \lambda$  - ширина линии излучения.

Продольное разрешение восстановленного изображения определяется как

$$\delta_z = (R_2 \Delta \lambda) / (4 \lambda). \quad (3.4)$$

Ядерные фотоэмульсии имеют разрешение до 250 лин./мм. При использовании рентгеновского резиста разрешение составит порядка  $2 \cdot 10^5$  лин./мм. Поэтому целесообразно рассмотреть возможность использования рентгенорезистов для регистрации голограмм в рентгеновском диапазоне длин волн.

На рис. 3.3 показаны кривые, соответствующие предельному разрешению в интерференционной картине, зарегистрированной на рентгенорезисте типа ПММА. Кривая 1 соответствует чисто дифракционному ограничению - длине волны излучения, кривая 2 - характерной длине пробега вторичных электронов в фоторезисте, пропорциональной энергии кванта:

$$r_{в.э} = 3,43 \cdot 10^3 / (\rho \lambda^{1,35}), \quad (3.5)$$

где  $\rho$  - плотность резиста.

Из данных рис. 3.3 можно определить, что область максимального разрешения находится в диапазоне от 3 до 6 нм. Здесь разрешение может достигать 5 нм. Практическая трудность работы с резистами заключается в их малой чувствительности. Оценим яркость источника рентгеновского излучения, необходимую для получения данного разрешения:

$$B_{\lambda} = (D_0 R_1^2 \lambda R_2) / (4 \mu_1 d_{и}^2 \tau \delta_x^2), \quad (3.6)$$

где  $\delta_x$  - требуемое поперечное разрешение;  $\tau$  - время экспозиции;  $D_0$  - дозовая чувствительность резиста;  $\mu_1$  - линейный коэффициент поглощения резиста. Если задать разрешение 50 нм, длину волны 4 нм, расстояние источник-голограмма 5 м при размере источника  $0,1 \times 0,1$  мм, расстояние объект-голограмма 0,1 мм, то для резиста ЭП-2 ( $D_0 = 100$  Дж/см<sup>3</sup>) необходимая яркость источника  $B_{\lambda} = 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>.

Восстановление рентгеновской голограммы. Интерференционная картина - голограмма регистрируется на резисте в виде рельефа поверхности. Для дальнейшего восстановления и увеличения объекта, записанного на голограмме, можно воспользоваться методикой, разработанной в контактной рентгеновской микроскопии [90]. Поверхность проявленного резиста металлизуется тонким слоем Au или Pd и затем визуализируется в сканирующем электронном микроскопе [91]. Процесс реконструкции изображения может быть проведен и на ЭВМ по аналоговому сигналу сканирующего электронного микроскопа. На рис. 3.4, а показан фрагмент поверхности металлизированного резиста с записанной на нем голограммой точечного отверстия. Восстановленное с такой голограммы изображение показано на рис. 3.4, б [92]. Здесь размеры точек восстановленного изображения порядка 10 мкм, поэтому показана только принципиальная возможность данного метода восстановления. Следует отметить, что возможности оптического восстановления ограничены, поэтому, видимо, наиболее целесообразно воспользоваться численным восстановлением на ЭВМ.

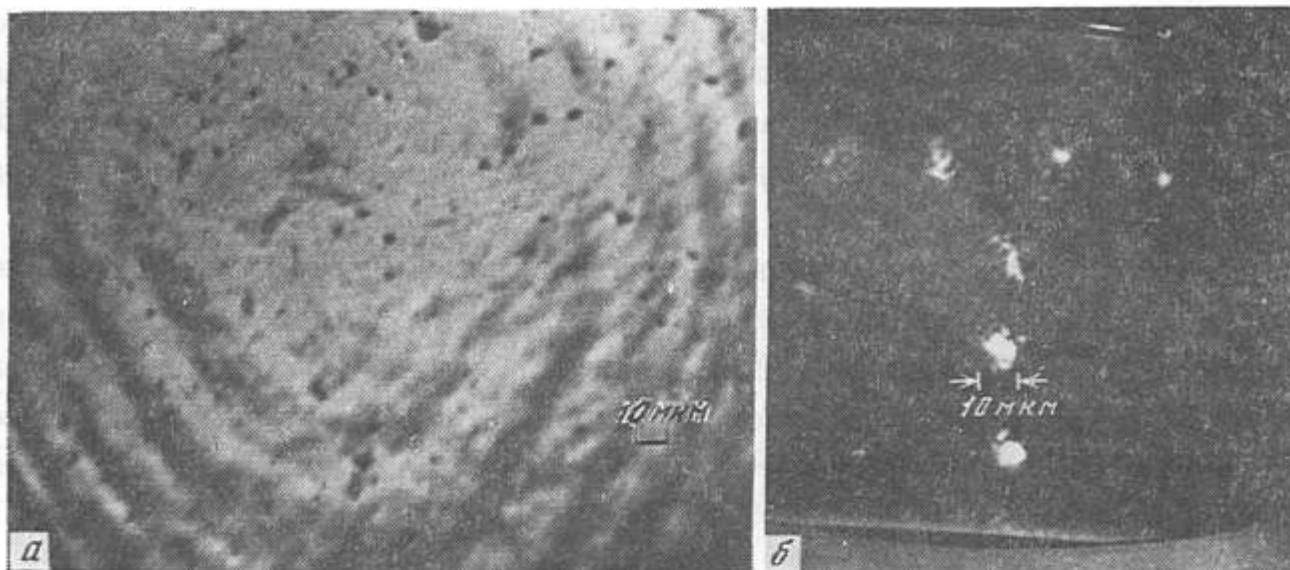


Рис. 3. 4. Поверхность металлизированного резиста с записанной голограммой точечного отверстия (а) и изображение, восстановленное с этой голограммы (б) [92]

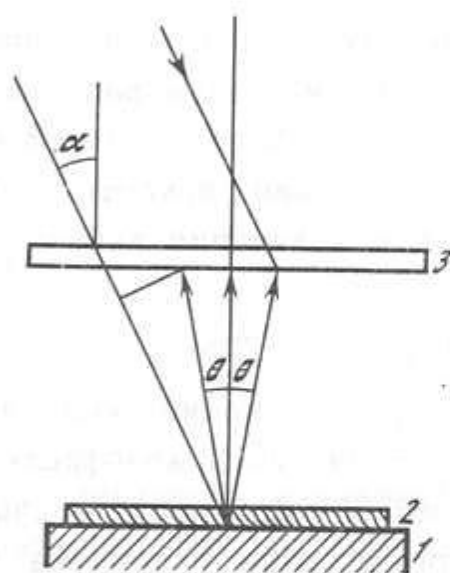


Рис. 3. 5. Схема записи рентгеновских голограмм во встречных пучках [93]

1 - многослойное интерференционное зеркало, 2 - объект, 3 - резист

При оптическом восстановлении голограмм, записанных в схеме Фраунгофера, возникает проблема разделения наложенных мнимого и действительного изображений. Для устранения этого явления может быть применена схема записи во встречных пучках с наклонным опорным пучком (рис. 3. 5) [93]. Пучок рентгеновского излучения, проходя через резист, дифрагирует на объекте. Интерференционное зеркало отражает дифрагированное излучение, которое является предметной волной. Картина интерференции обрабатывается описанным ранее способом и восстанавливается сопряженной опорной волной.

### 3.1.2. Источники когерентного рентгеновского излучения

Как известно, в настоящее время не существует источников когерентного рентгеновского излучения - лазеров, хотя работы по их созданию ведутся достаточно интенсивно. Поэтому в экспериментах по рентгеновской микроскопии и голографии используются обычные "некогерентные" источники излучения. Среди них наилучшей естественной монохроматичностью и малыми размерами области излучения выделяются рентгеновские трубки.

**Рентгеновские трубки.** В этих источниках используются линии характеристического излучения материала анода, обладающие узкой шириной спектра (обычно  $\Delta\lambda/\lambda = 0,5 \cdot 10^{-3}$ ). Наиболее интенсивные линии в спектре возникают при переходе с L на K оболочку атома ( $K_{\alpha}$ -серия). Кроме характеристических линий в излучении рентгеновской трубки присутствуют также и широкий спектр тормозного излучения (рис. 3. 6). Естественное соотношение максимальной интенсивности характеристической линии и тормозного спектра без применения фильтров примерно равно 100. Эффективность излучения трубки может быть рассчитана по эмпирической формуле

$$n_{\text{фот}}/n_e = 3 \cdot 10^{-4} (W - W_K)^{1,63} \exp(-0,095 Z),$$

где  $W$  - энергия электронного пучка;  $W_K$  - энергия K-уровня;  $Z$  - атомный номер материала анода. Недостатком рентгеновских трубок является ограничение мощности излучения вследствие нагрева материала анода падающим электронным пучком. Кроме того, излучение не имеет острой направленности, поэтому в небольшой телесный угол идет малая часть излучения. Проблему нагрева анода частично решают аппараты с вращающимся анодом. При скорости вращения до 10000 об/мин удается поднять удельную мощность на два порядка и достигнуть спектральной яркости  $3 \cdot 10^{10}$  фот./с [94].

**Синхротронное излучение.** Большей яркостью обладает синхротронное излучение, т.е. излучение ультрарелятивистских электронов в магнитном поле. Такое излучение может быть получено, например, при изменении направления пучка электронов в накопительном кольце [95]. Если используется достаточно высокий вакуум ( $\sim 10^{-9}$  Торр), то электронный пучок может сохраняться примерно 10 часов при постоянной энергии. Таким образом, накопительное кольцо можно рассматривать как квазинепрерывный источник излучения. Синхротронное излучение из поворотного магнита обладает довольно широким спектром (рис. 3. 7), однако по вертикальному направлению оказывается сжатым в угол  $\theta_e = 1/K$ , где параметр "жесткости"  $K = 1957 W$ . Так, например, для  $W = 1$  ГэВ  $\theta_e = 0,5 \cdot 10^{-4}$ . Для целей монохроматизации синхротронного излучения используются либо кристаллы-монохроматоры, либо дифракционные решетки. Использование дополнительных элементов монохроматизации приводит к значительным потерям в интенсивности излучения. Кроме того, размеры эффективной области излучения в накопительном кольце 1-2 мм, что значительно больше размеров области излучения рентгеновской трубки и заставляет увеличивать рабочее расстояние источник-голограмма для создания приемлемой области когерентности. Несмотря на это, выигрыш в спектральной интенсивности примерно на порядок по сравнению с микрофокусной рентгеновской трубкой свидетельствует о перспективности для рентгеновской голографии данного источника рентгеновского излучения [96, 97].

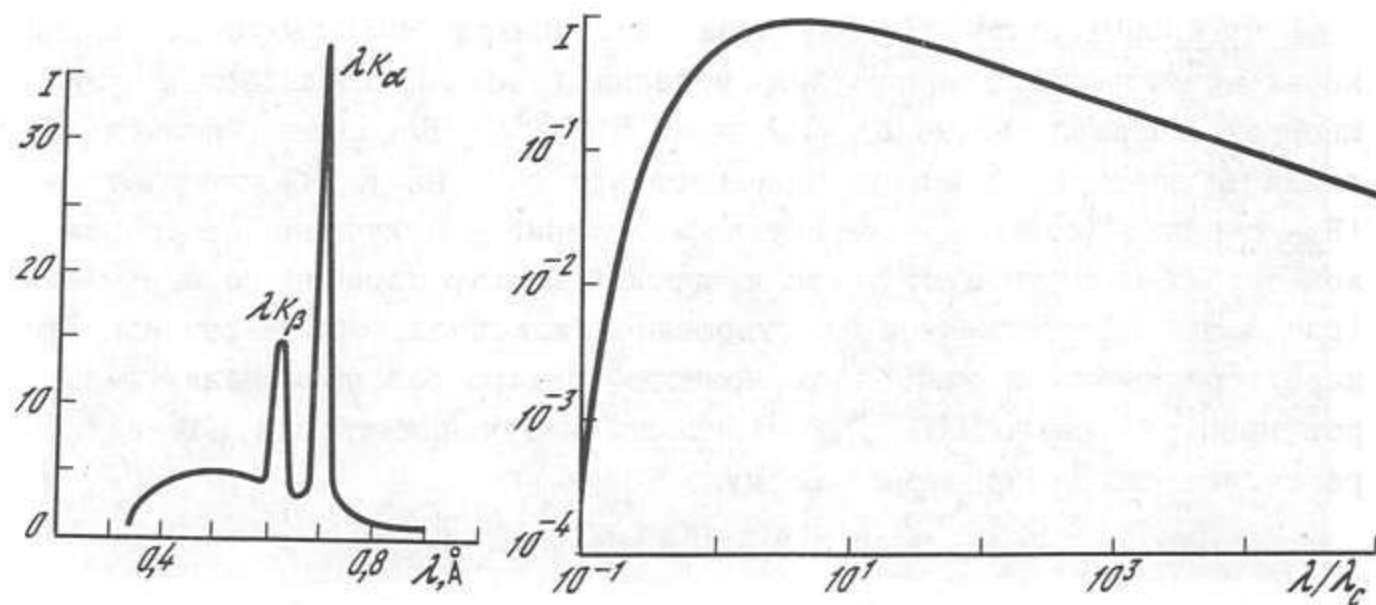


Рис. 3.6. Спектр излучения рентгеновской трубки (Mo анод)

Рис. 3.7. Спектр излучения из поворотного магнита синхротронного источника [96]

Самым мощным в настоящее время источником рентгеновского излучения является разновидность синхротронного излучения - ондуляторное излучение [98]. Конструкция ондулятора обеспечивает периодическое изменение магнитного поля вдоль траектории пучка электронов с периодом  $\Lambda_0$ . Если изменение поля близко к синусоидальному, то спектр излучения представляет собой узкую линию ( $\Delta\lambda/\lambda$  равно числу периодов) с длиной волны

$$\lambda = \Lambda_0 / 2K^2, \quad (3.7)$$

причем излучение будет остронаправленным в телесном угле примерно  $\Omega_0 = \pi/K^2$ . При соответствующем выборе поля можно получить горизонтальную, вертикальную или круговую поляризации. В качестве примера можно рассмотреть характеристики ондулятора, установленного на линии излучения фотонной фабрики в г. Цукубо, Япония:

Полная длина, м	3,8
Величина периода, см	6
Число периодов	60 (число полюсов 119)
Магнитный материал	SmCo <sub>5</sub>
Диапазон изменения магнитного зазора, см	2,7-8
Диапазон изменения параметра K	1,78-0,1

Спектр излучения ондулятора состоит из ряда спектральных пиков, яркость которых определяется согласно формуле

$$B_n = 1,74 \cdot 10^{12} W^2 H_0 i \Phi_n(K),$$

где  $W$  - энергия электронов, ГэВ;  $i$  - ток пучка электронов, мА;  $K$  - "жесткость" ондулятора;  $H_0$  - величина поля в зазоре между магнитами, Тл;  $B_n$  измеряется в фотонах в секунду в телесный угол 1 мрад в поло-

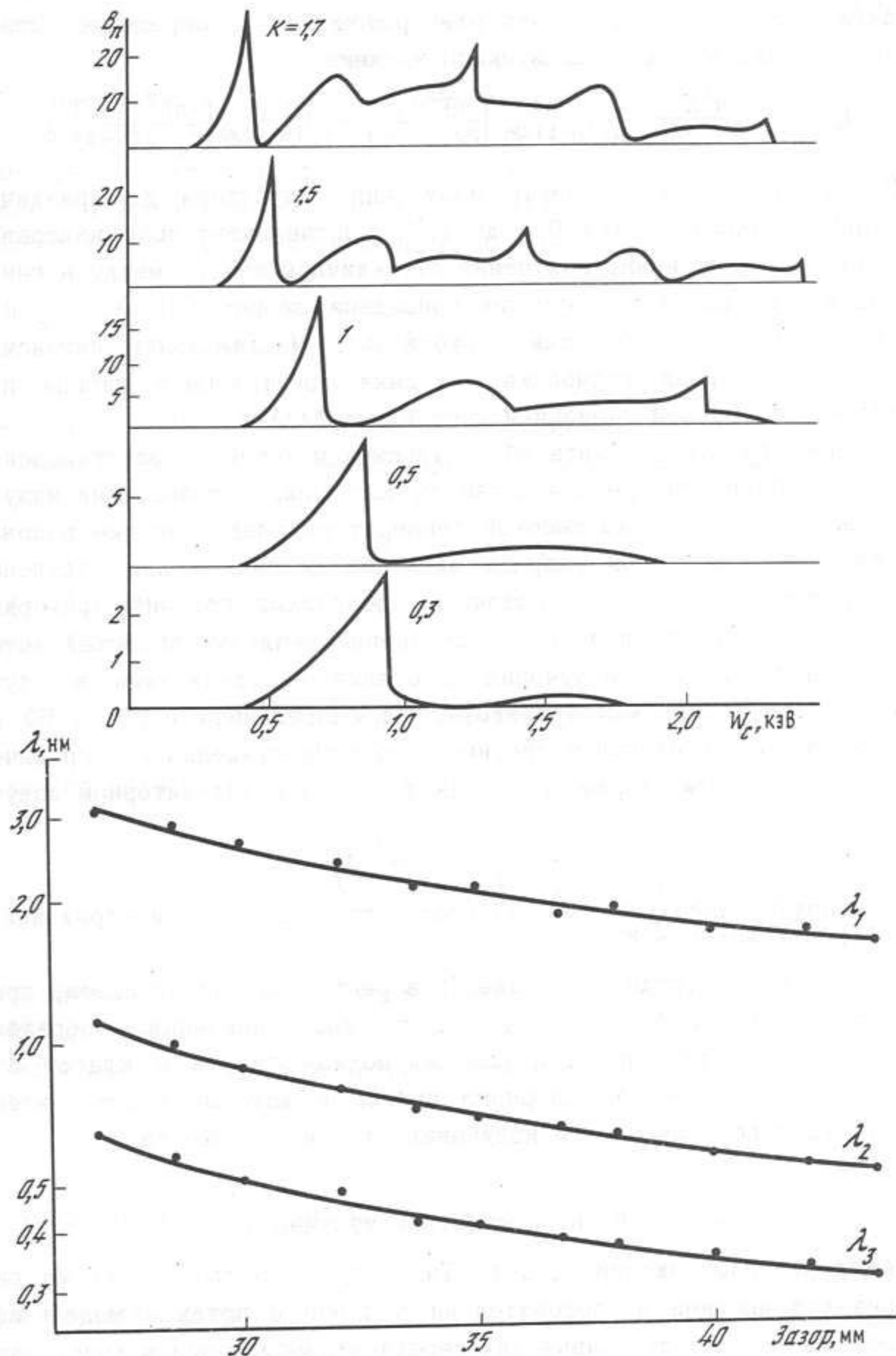


Рис. 3.8. Спектр излучения ондулятора при различных значениях параметра жесткости K

Рис. 3.9. Зависимость длины волны излучения трех основных гармоник ондулятора от величины зазора между магнитами

су  $\Delta\lambda/\lambda = 0,01$  при токе пучка электронов 1мА. К определяет спектр излучения ондулятора через функцию влияния

$$\Phi_n(K) = \frac{n^2 K^2}{1+K^2/2} \left\{ J_{(n-1)/2} \left[ \frac{nK^2/4}{1+K^2/2} \right] - J_{(n+1)/2} \left[ \frac{nK^2/4}{1+K^2/2} \right] \right\}.$$

На рис. 3.8 показан спектр излучения ондулятора для различных значений жесткости К (от 0,3 до 1,7). Экспериментально измеренная зависимость длины волны излучения от величины зазора между магнитами ондулятора для трех гармоник приведена на рис. 3.9 ( $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  и  $\lambda_3$  соответствуют трем основным гармоникам). Максимальную интенсивность имеет первая гармоника. Средняя спектральная ширина пика интенсивности первой гармоники составляет  $\Delta\lambda/\lambda = 0,11$ .

Наконец, следует сказать об импульсных источниках рентгеновского излучения. Очень интересным является источник, использующий излучение плазмы, нагретой до высокой температуры электрическим разрядом в капилляре с поджигом разряда электронным пучком или излучением мощного лазера [99]. Эти источники позволяют получить рекордную спектральную яркость излучения. Сравнение реальных яркостей источников рентгеновского излучения с оценками, сделанными в случае схемы записи голограммы Фраунгофера с разрешением порядка 50 нм, показывает, что реальный эксперимент по осуществлению голографической записи с таким разрешением возможен лишь в ондуляторном излучении.

### 3.2. Использование эффекта Тальбота для передачи изображений в рентгеновском излучении

Среди когерентно-оптических явлений в рентгеновском диапазоне привлекает внимание эффект дифракционного восстановления изображений периодических структур. Его условно можно отнести к классу схем получения голограмм без опорного пучка, в которых восстановление объекта производится частью излучения от самого объекта.

#### 3.2.1. Фурье-изображения в когерентном излучении

Эффект Фурье-изображений (эффект Тальбота) в последнее время рассматривался многими исследователями в связи с потенциальными возможностями его использования для передачи изображений в коротковолновом излучении [100-109]. Суть эффекта состоит в том, что при освещении периодического объекта плоской монохроматической волной без каких-либо оптических элементов на расстояниях, соответствующих формуле

$$R_{n,m} = m d_M^2 / (n\lambda), \quad (3.8)$$

где  $d_M$  - период объекта;  $\lambda$  - длина волны;  $n = 1, 2, 3, \dots$ , наблюдается

изображение объекта с периодом  $d_M/n$ .

Объяснение эффекта впервые дано Рэлеем в 1881 г. и затем развито в работах Каули [100]. Эффект Тальбота может быть описан в терминах дифракции Френеля с использованием малоуглового приближения интеграла Кирхгофа. Рассмотрим для простоты одномерный случай. Если координата  $x$  соответствует плоскости объекта, а  $u$  - плоскости изображения, то амплитуда в области изображения  $E(u)$  связана с функцией пропускания объекта  $g(x)$  следующим выражением [100]:

$$E(u) = \left[ \frac{i}{R\lambda} \right]^{1/2} \exp \left[ -i \frac{2\pi R}{\lambda} \right] \int_{-\infty}^{\infty} g(x) \exp \left[ -i \frac{\pi(u-x)^2}{R\lambda} \right] dx. \quad (3.9)$$

Если объект обладает функцией пропускания  $g(x) = \cos[2\pi h x / d_M]$ , то, как легко показать, интенсивность в любой плоскости изображения равна

$$I(u) = \cos^2(2\pi u / d_M). \quad (3.10)$$

Однако функцию пропускания любого периодического объекта можно разложить в ряд по косинусам:

$$g(x) = \sum_{h=0}^{\infty} F_h \cos(2\pi h x / d_M). \quad (3.11)$$

Тогда, проведя интегрирование, из (3.9) и (3.11) получим

$$E(u) = \exp \left[ -i \frac{2\pi R}{\lambda} \right] \sum_{h=0}^{\infty} F_h \exp \left[ i \frac{\pi \lambda h^2}{d_M^2} \right] \cos \left[ \frac{2\pi h u}{d_M} \right]. \quad (3.12)$$

Из этого выражения видно, что если  $R\lambda/d_M^2$  - целое, то распределение интенсивности повторяет функцию пропускания транспаранта. При  $R = n d_M^2 / (m\lambda)$  период изображения уменьшается в  $m$  раз.

Теперь рассмотрим интегральное выражение в (3.9):

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(x) \exp \left[ -i \frac{\pi(u-x)^2}{R\lambda} \right] dx.$$

Оно представляет собой преобразование Фурье от выражения

$$g(x) \exp \left[ -i \frac{\pi x^2}{R\lambda} \right]. \quad (3.13)$$

с некоторым фазовым множителем.

Как уже было показано, в случае определенных  $R_{n,m}$  и бесконечных пределов интегрирования

$$g(u) = F \left[ g(x) \exp \left[ -i \frac{\pi x^2}{R\lambda} \right] \right]. \quad (3.14)$$

Однако в реальном случае транспарант всегда имеет конечные размеры, поэтому  $g(x)$  представляет собой некоторую функцию  $g'(x)$ , умноженную

на  $\text{rect}(x/A)$ , где  $A$  - размер маски ( $A = nd_M$ ) [110]. По известному свойству преобразования Фурье  $E(u)$  будет представлять собой свертку фурье-образов

$$E(u) = g(u) * \text{Asinc}[\pi Au/(R\lambda)]. \quad (3.15)$$

Таким образом, функция  $\text{Asinc}[\pi Au/(R\lambda)]$  является передаточной функцией системы и определяет частотную модуляционно-передаточную функцию процесса получения фурье-изображений  $H(\nu)$ , которая выражается как

$$H(\nu) = \begin{cases} 1, & \nu < A/(2R\lambda), \\ 0,5, & \nu = A/(2R\lambda), \\ 0, & \nu > A/(2R\lambda), \end{cases} \quad (3.16)$$

где  $H(\nu)$  определяет разрешающую способность процесса передачи изображений. Из выражения для  $H(\nu)$  следует, что в плоскостях саморепродукции наилучшее разрешение получается в первой плоскости саморепродукции ( $n = 1$ ), а в плоскостях промежуточных изображений разрешение улучшается в  $m$  раз с умножением периода в  $m$  раз.

Легко оценить также эффект дефокусировки изображения: как и в случае идеальной тонкой линзы, дефокусированное изображение можно представить в виде свертки

$$E(u) = E_0(u) * \exp\left[-i \frac{\pi u^2}{\lambda \Delta R}\right]. \quad (3.17)$$

Падение разрешения из-за изменения  $\Delta R$  составляет  $\delta_z = \sqrt{\lambda \Delta R}$ . Следует отметить, что малоугловое приближение справедливо, пока выполняется неравенство

$$\arcsin(\lambda/\delta_x) < \lambda/\delta_x < \delta_x/(2R).$$

Отсюда следует, что  $\delta_x = 10\lambda$  является теоретическим пределом разрешения данного метода передачи изображений.

Если  $R_1$  - расстояние от маски до источника излучения размером  $b_M$ , то количество периодов структуры, освещаемых когерентно, равно

$$N \approx \lambda R_1 / (d_M b_M). \quad (3.18)$$

При этом максимальное пространственное разрешение в изображении

$$\delta_x = b_M d_M^2 / (\lambda R_1). \quad (3.19)$$

При  $\lambda = 10$  нм,  $R_1 = 10$  см,  $b_M = 100$  мкм,  $d_M = 1$  мкм разрешение  $\delta_x = 0,1$  мкм.

Для определения предельных возможностей метода проекционной литографии периодических структур были проведены модельные эксперименты с оптическим источником когерентного излучения - лазером, а также математическое моделирование процесса дифракции излучения на одномерных и двумерных структурах [111].

Математическое моделирование проведено на ЭВМ БЭСМ-6 при исполь-

зовании стандартного алгоритма быстрого преобразования Фурье. По заданной функции пропускания объекта

$$g(x) = \sum_{n=1}^N \text{rect}[4(x/d_M - n)] \quad (3.20)$$

получим расчетное распределение интенсивности в плоскости изображения

$$|E(u)|^2 = \left| \left[ \frac{i}{-R\lambda} \right]^{1/2} \int_{-\infty}^{\infty} g(x) \exp\left[-i \frac{\pi x^2}{R\lambda}\right] \exp\left[i \frac{2\pi ux}{R\lambda}\right] dx \right|^2. \quad (3.21)$$

При расчетах требовалось, чтобы шаг по  $x$  в плоскости объекта равнялся шагу по  $\omega = 2\pi u/(R\lambda)$  в плоскости изображения. В алгоритме быстрого преобразования Фурье шаг по  $\omega$  связан с шагом  $x$  следующим образом:

$$\Delta\omega = 2\pi/(h\Delta x),$$

где  $h$  - число точек задания функции объекта.

Как видно из выражения для  $E(u)$ ,

$$\Delta\omega = \frac{2\pi}{\lambda R} \Delta u, \quad (3.22)$$

т.е.  $\Delta u = \lambda R/(h\Delta x)$ .

Плоскость изображения представляет собой первую плоскость саморепродукции ( $R_2 = d_M^2/\lambda$ ). Учитывая, что  $\Delta u = \Delta x$ , получаем необходимый размер периода в зависимости от числа точек задания функции объекта:  $d_M = h^{1/2}$ . В расчете принято  $h = 1024$  и  $d_M = 32$ .

На рис. 3.10 показаны результаты расчета изображения для различного количества периодов на исходной структуре. Количество периодов в плоскости изображения увеличивается на 1. Это связано с тем, что в первой плоскости саморепродукции изображение сдвигается на  $\pi/2$ , оставаясь при этом симметричным относительно оси объекта.

На рис. 3.11 приведен пример передачи изображения центрального периода для различного числа периодов. На рис. 3.12 показано предельное разрешение метода в зависимости от числа периодов структуры маски, которые и описывается выражением

$$\delta_x \approx d_M [\Delta\lambda/(2\lambda N)]^{1/2}. \quad (3.23)$$

В табл. 3.1 приведены расчетные параметры разрешения метода для различных источников рентгеновского излучения ( $\Delta R = \delta_x^2/\lambda$  - продольное разрешение).

Эффект Тальбота был успешно применен в работе [105] для создания одномерной периодической структуры с периодом 20 нм в вакуумном ультрафиолетовом излучении. Однако когерентности источника, использованного в работе [105], было недостаточно, чтобы получить двумерные фурье-изображения.

Таблица 3.1

Источник излучения	$\lambda$ , нм	$\Delta\lambda$ , нм	$\delta_x$ , нм ( $d_M=1$ мкм)	$\Delta R$ , мкм
$AlK_\alpha$	0,83	0,0006	50	2,99
$SK_\alpha$	4,48	0,0300	80	1,43
$BeK_\alpha$	11,40	0,7000	250	5,48
СИ (синхротрон)	4,50	0,0030	25	0,13

Впервые успешный эксперимент по получению двумерных фурье-изображений был проведен с использованием микрофокусного источника мягкого рентгеновского излучения фирмы "Rigaku". Схема эксперимента показана на рис. 3.13. Пучок электронов, эмитированных пушкой из гексаборида лантана, фокусируется на алюминиевую фольгу. В этой установке реализована схема "прострельного" анода. Размер пятна электронов 5 мкм, ускоряющее напряжение 15 кВ, ток пучка 400 мкА, толщина алюминиевой мембраны анода 7 мкм. В качестве объекта была использована медная сетка толщиной 4,7 мкм, изготовленная методом электролитического осаждения (рис. 3.14). Из-за значительной толщины анодной мембраны размер источника рентгеновского излучения оценивался в 10 мкм. Для создания достаточной площади когерентности регистратор был удален от источника излучения на 872 мм, что ограничено общей длиной вакуумпровода.

Для расчета расстояний  $R_1$  (объект-источник) и  $R_2$  (объект - регистратор) была использована формула фурье-изображений в расходящемся пучке [112]

$$1/R_1 + 1/R_2 = 1/F_m, \quad (3.24)$$

где  $F_m = d_M^2/m\lambda$  - эффективное фокусное расстояние  $m$ -го порядка фурье-изображения. При фиксированном расстоянии от регистратора до источника излучения ( $R_1 + R_2 = 872$  мм), длине волны 0,834 нм ( $K_\alpha$ -серия излучения алюминия)  $F_1 = 193,4$  мм,  $F_2 = 96,7$  мм. Коэффициент увеличения изображения  $(R_1 + R_2)/R_1$ . Соответственно получим, что для первого фурье-изображения расстояние от источника до объекта должно составлять  $R_1 = 582,5$  мм, для фурье-изображения второго порядка  $R_1 = 761,2$  мм. Исходя из оценки размера источника, радиус когерентности пучка в плоскости регистратора

$$r_{\text{ког}} = (\lambda / b_{\text{и}})(R_1 + R_2) \approx 72 \text{ мкм}.$$

Такого значения  $r_{\text{ког}}$  достаточно для получения разрешения (согласно (3.19))  $\delta_x = 2,5$  мкм. В качестве регистратора в эксперименте

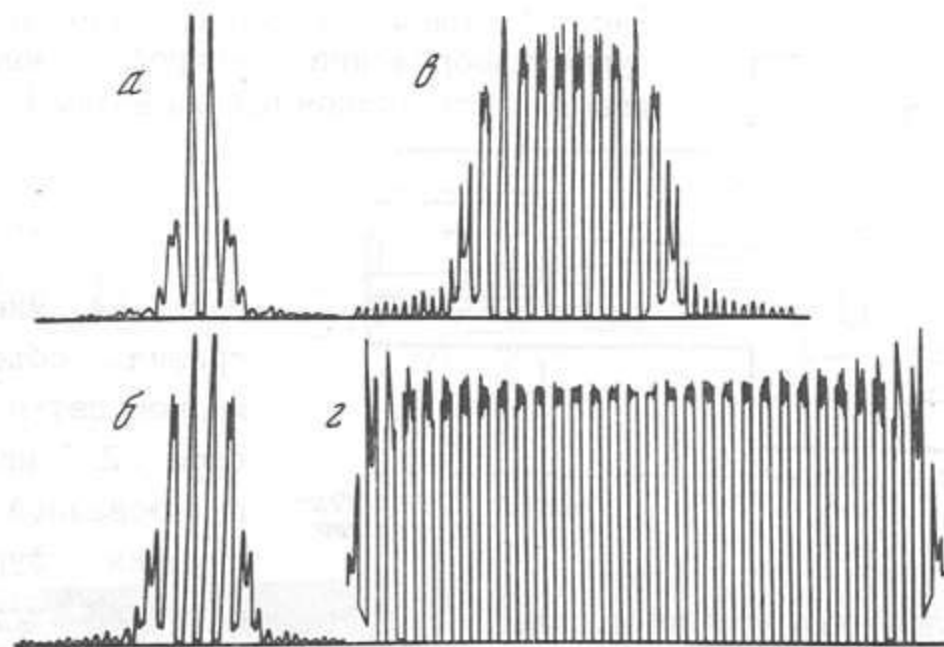


Рис. 3.10. Расчетные фурье-изображения периодической структуры при различном количестве периодов N  
а - N=1; б - 3; в - 9; г - 30

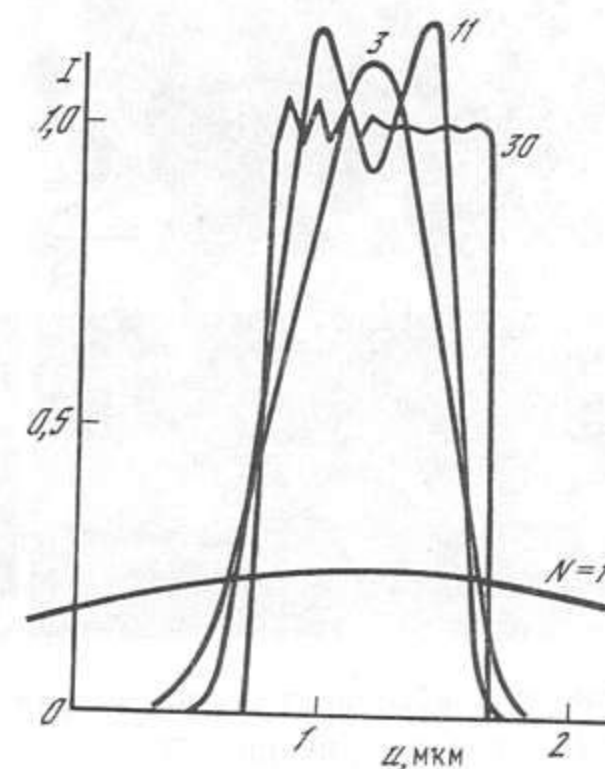


Рис. 3.11. Форма центрального элемента периодической структуры при различном количестве периодов маски N

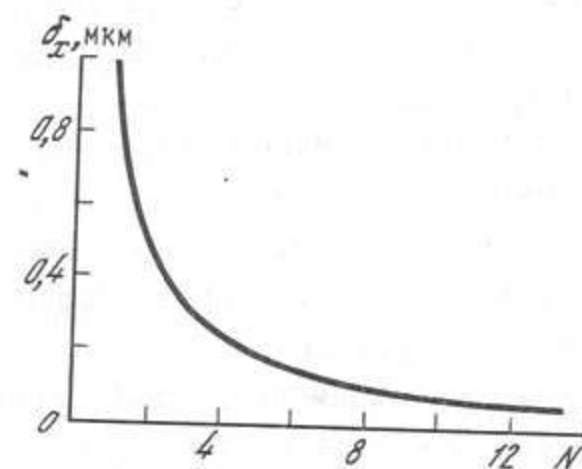


Рис. 3.12. Предельное разрешение фурье-изображений в зависимости от числа периодов маски для  $d_M=1$  мкм

использовались голографические фотопластинки "Agfa Gevaert" с собственным разрешением 1,5 мкм.

На рис. 3.15, а приведено фурье-изображение объекта - медной сетки, полученное в установке, показанной на рис. 3.13. Изображение по-



Рис. 3.13. Схема эксперимента по наблюдению фурье-изображений с микрофокусным рентгеновским источником (длина волны 0,83 нм)

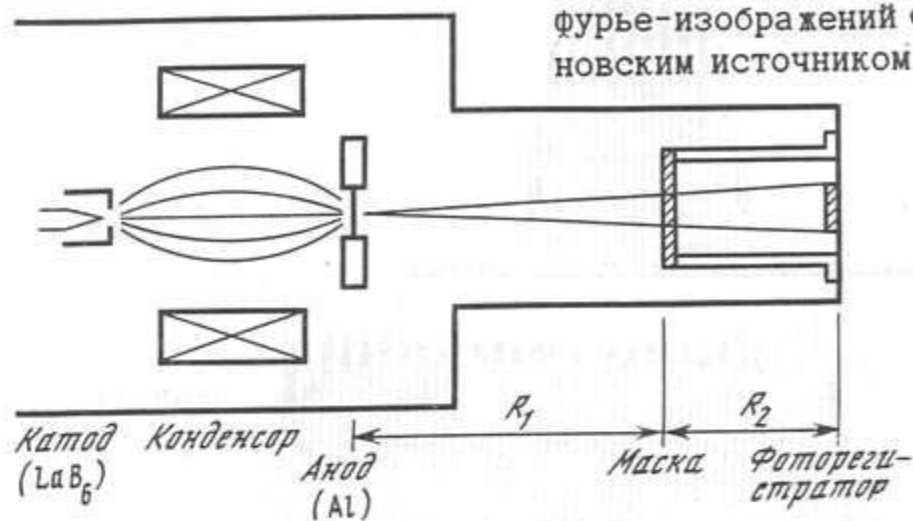


Рис. 3.14. Микрофотография объекта - медной сетки с периодом 12,7 мкм, использованной для получения фурье-изображений.

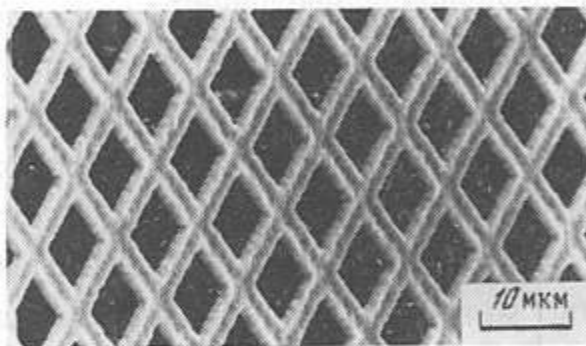
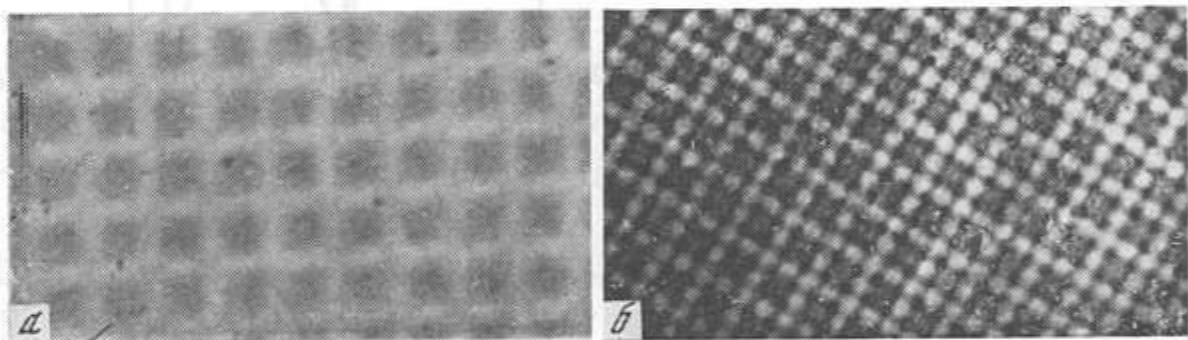


Рис. 3.15. Фурье-изображения медной сетки, полученные на длине волны 0,83 нм в фурье-плоскостях  $m = 1$  (а) и  $m = 2$  (б)



учено с коэффициентом увеличения около 1,5. Размер ячейки на изображении равен примерно 20 мкм, разрешение порядка 5 мкм. Фурье-изображение второго порядка имеет более сложную форму (рис. 3.15, б), так как происходит интерференционное наложение изображений ячеек сетки друг на друга.

Получение двумерных фурье-изображений с разрешением лучше 1 мкм, требуемым, например, для целей литографии [113], предполагает использование гораздо более мощных источников излучения и высоко-разрешающих регистраторов. Подобные эксперименты впервые были опубликованы в [114-116].

Схема эксперимента, проведенного на фабрике фотонов в г. Цукубо (Япония) показана на рис. 3.16 [115]. В качестве источника излучения был использован ондулятор, установленный на линии излучения накопительного кольца фабрики фотонов [117]. Эксперименты проводились при токе электронного пучка 80 - 100 мА. На пути пучка рентгеновских квантов в схеме эксперимента были помещены две диафрагмы диаметром 1 мм. Первая - на расстоянии 10 м и вторая - 5 м. Жесткая

Рис. 3.16. Схема эксперимента по наблюдению фурье-изображений в ондуляторном излучении [115]

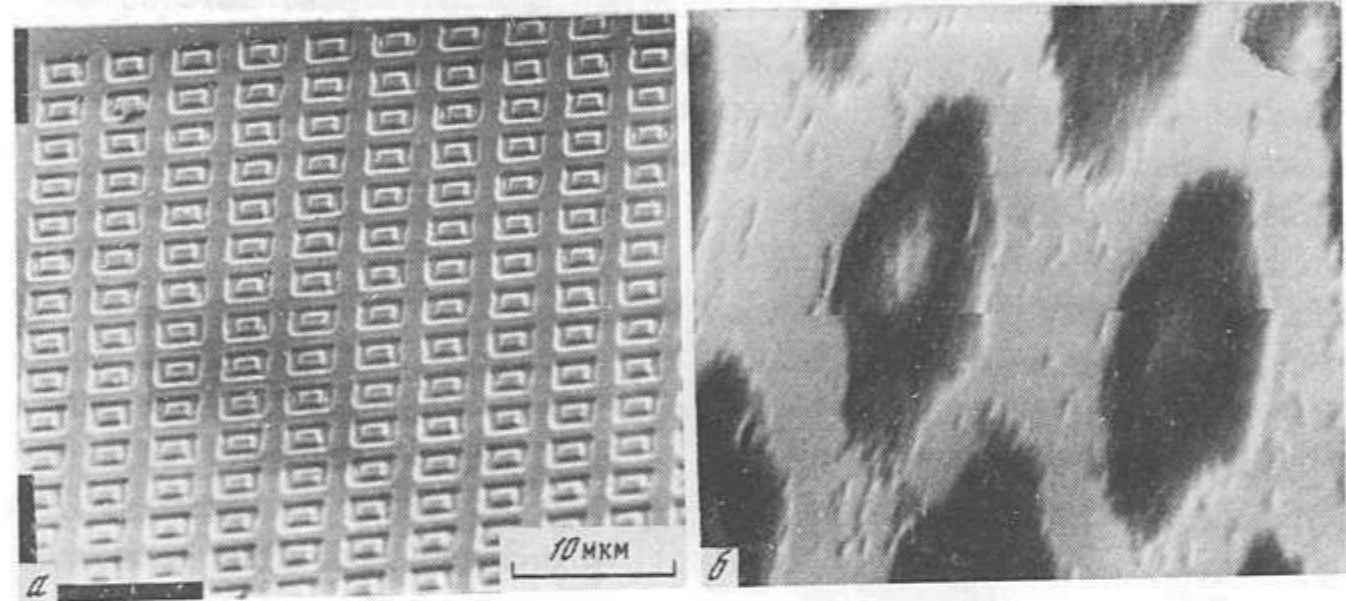
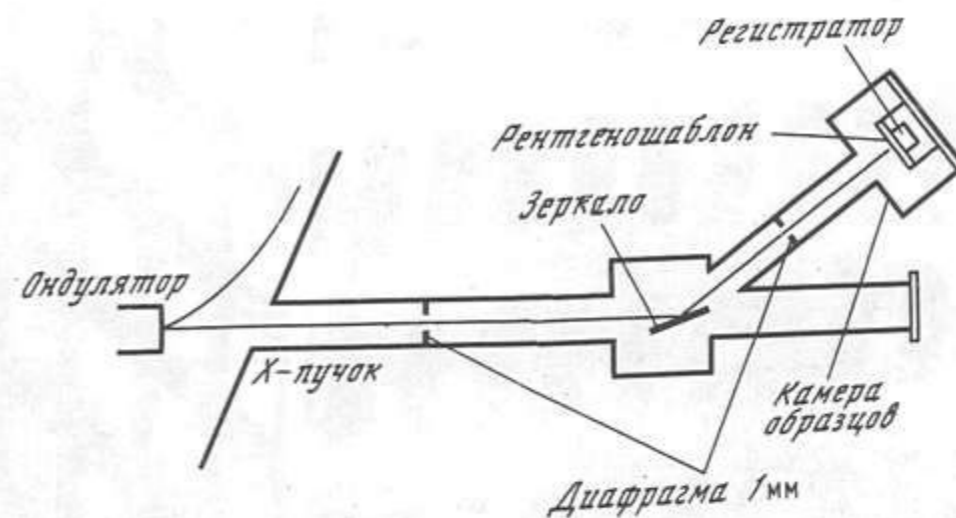


Рис. 3.17. Микрофотография полимерного рентгеношаблона с маскирующим рисунком из золота (а) и его фурье-изображение на длине волны 2,4 нм при расстоянии маска-регистратор 10 мм (б) [115]

компонента излучения отрезалась кремниевым зеркалом, работающим под углом полного внешнего отражения. Образец и регистратор были смонтированы в специальном устройстве, позволяющем точно контролировать расстояние между объектом и кремниевой пластинкой, покрытой рентгенорезистом. Выбор рабочей длины волны (2,4 нм) вблизи К-края поглощения кислорода был обусловлен необходимостью использования полимерных подложек для рентгеношаблонов. Предельное разрешение, ожидаемое в эксперименте, было оценено по формулам (3.19) и (3.23).

В эксперименте был использован специально изготовленный рентгеношаблон на полиимидной мембране с контрастным рисунком из золота (рис. 3.17, а). Период структуры 5 мкм, ширина линии 0,3 мкм. На рис. 3.17, б показано фурье-изображение на рентгенорезисте, полученное с помощью этого рентгеношаблона на длине волны 2,4 нм в ондуляторном излучении. Расстояние объект-регистратор было равно 10 мм, ожидаемое разрешение - 0,25 мкм. Полученные результаты хорошо сог-

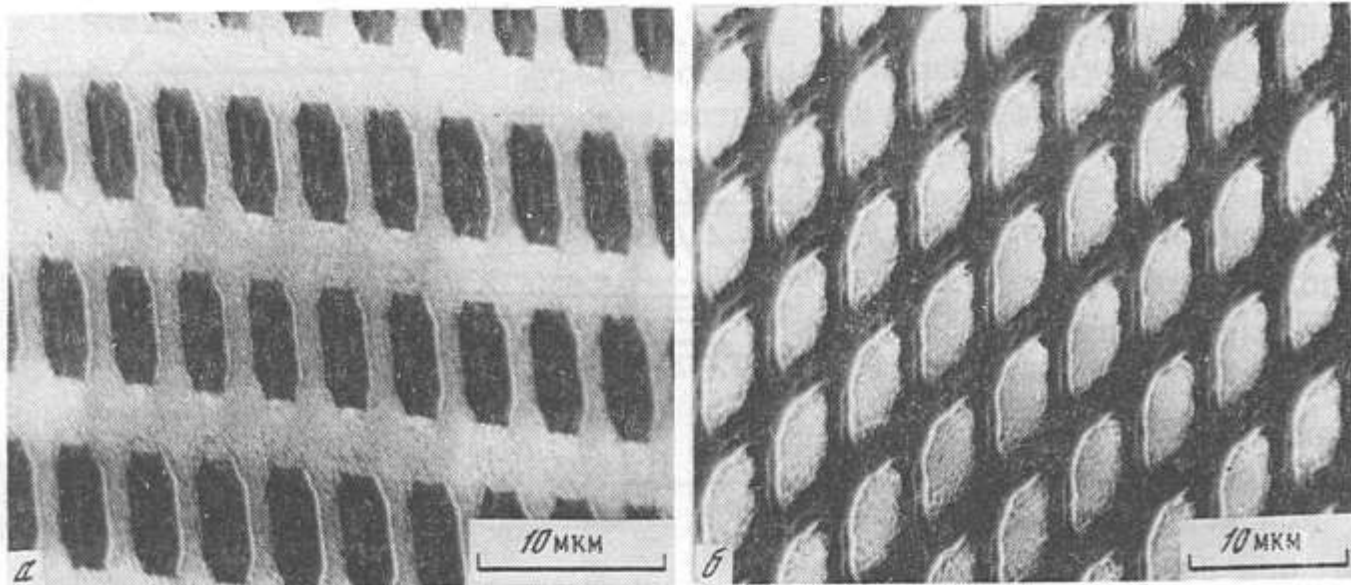


Рис. 3.18. Микрофотографии фурье-изображений, полученных на расстояниях от маски 64,5 (а), 32,3 (б) и 4 мм (в)

ласуются с этими оценками. На рис. 3.18 показано несколько фурье-изображений различных порядков объекта - медной сетки, изображенной на рис. 3.14. В 16-м порядке фурье-изображений видны детали с размерами 0,2 мкм (рис. 3.18, в).

### 3.2.2. Фурье-изображения в некогерентном излучении

Основным требованием для получения фурье-изображений с высоким разрешением является высокая пространственная и временная когерентность используемого излучения [111]. Увеличение размеров источника, равно как и увеличение некогерентности, приводит к размытию изображения. Однако использование аналитических свойств функции когерентности, в частности теоремы Ван-Циттерта-Цернике для плоского источника с периодическим распределением яркости, позволяет получать фурье-изображения с высоким разрешением в белом свете со сколь угодно большим размером источника излучения [118-120]. В области дифракции Фраунгофера аналогом этого процесса является эффект Лау [107-109], позволяющий получить спектр фурье-изображений.

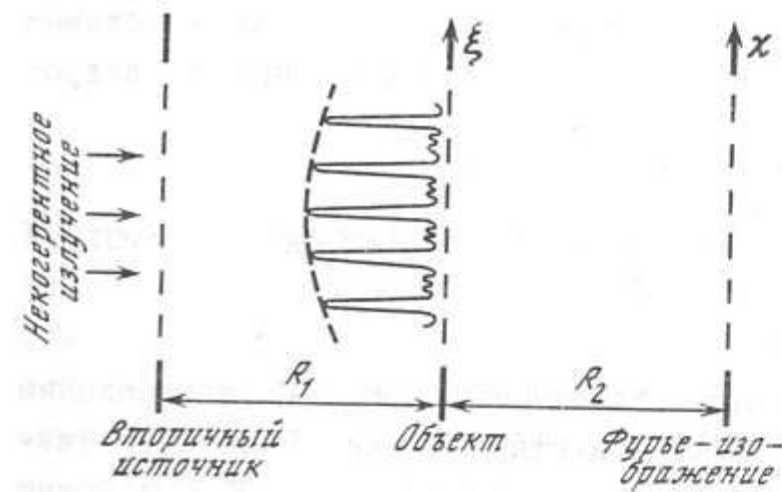


Рис. 3.19. Схема получения фурье-изображений в излучении с модулированной пространственной когерентностью [120]

В работах [112, 120] рассматривается оптическая система на основе эффекта Тальбота с модуляцией пространственной когерентности излучения: случаи когерентной и некогерентной передачи изображения. Показано, что изображение с высоким разрешением получается даже в излучении с белым спектром.

Оптическая система с модуляцией пространственной когерентности излучения строится следующим образом (рис. 3.19). Полностью некогерентное излучение, пройдя через матрицу вторичных источников (периодическая маска с отверстиями), падает на объект. При этом, согласно Ван-Циттерту-Цернике, функция пространственной когерентности излучения есть фурье-образ распределения интенсивности в плоскости вторичных источников [120]. Если принять, что  $v$  - координаты в плоскости маски источников ( $x$  - в плоскости объекта,  $u$  - в плоскости изображений), то функцию пространственной когерентности в плоскости изображений можно описать следующим образом. Распределение интенсивности в плоскости входного транспаранта - матрицы источников:

$$f(v) = \sum_{h=-(N-1)/2}^{h=(N-1)/2} \delta(v - hd_M) * g_H(v), \quad (3.25)$$

где  $d_M$  - период щелей матрицы источников;  $g_H(v)$  - функция пропускания одного штриха. По теореме Ван-Циттерта-Цернике [123], пространственная когерентность в плоскости объекта будет иметь вид

$$\Gamma(\Delta x) = \exp\left[\frac{i\pi}{R_1\lambda} (x_1^2 - x_2^2)\right] G_H\left(\frac{\Delta x}{R_1\lambda}\right) \sum_h \delta\left(\frac{\Delta x}{R_1\lambda} - \frac{h}{d_M}\right) * Nd_M \operatorname{sinc}\left[\pi Nd_M \frac{\Delta x}{R_1\lambda}\right], \quad (3.26)$$

где  $\Delta x = x_1 - x_2$ ,  $G_H(\Delta x)$  - фурье-преобразование  $g_H(v)$ ;  $N$  - количество щелей в маске источников;  $R_1$  - расстояние от маски источников до объекта.

Согласно [48] выражение для интенсивности в плоскости изображения можно записать, используя функцию взаимной интенсивности в промежуточной плоскости  $x$

$$I(u) = \frac{1}{R_2^2 \lambda^2} \iint_{S_1 S_2} \Gamma(\Delta x) \exp\left\{i \frac{\pi[(x_1 - u)^2 - (x_2 - u)^2]}{R_2 \lambda}\right\} dx_1 dx_2. \quad (3.27)$$

Здесь  $R_2$  - расстояние от объекта до изображения. Интегрирование ведется по  $S_1$  и  $S_2$  - поверхностям объектной маски. Если объектная маска - амплитудный периодический транспарант, то (3.27) можно записать, опустив постоянные множители, как

$$I(u) = \iint_{S_1 S_2} g(x_1) g(x_2) \Gamma(\Delta x) E(x_1 - u) E(x_2 - u) dx_1 dx_2, \quad (3.28)$$

где  $g(x)$  - функция пропускания объекта по амплитуде и

$$E(x-u) = \frac{1}{R_2 \lambda} \exp\left[\frac{i\pi}{R_2 \lambda} (x-u)^2\right].$$

Рассмотрим два предельных случая решения уравнения (3.28).

1. Для полностью когерентного излучения (плоской волны)  $\Gamma(\Delta x) \equiv 1$  и распределение интенсивности в плоскости  $u$

$$I(u) = \left\{ \int g(x_1) E(x_1 - u) dx_1 \right\} \left\{ \int g(x_2) E(x_2 - u) dx_2 \right\}. \quad (3.29)$$

Выражение (3.29) аналогично (3.15) и описывает передачу изображений в когерентном излучении. Учитывая, что функция  $g(x)$  задана на конечной апертуре  $Hd_M$ , выражение (3.29) принимает вид

$$I(u) \approx |g(u) * \text{sinc}(\pi Hd_M \frac{u}{R_2 \lambda})|^2. \quad (3.30)$$

2. Источник излучения полностью пространственно некогерентен и представляет собой периодическую последовательность тонких щелей. В этом случае (3.26) можно записать как

$$\Gamma(\Delta x) \approx \exp\left\{\frac{i\pi}{R_1 \lambda} [x_1^2 - x_2^2]\right\} \sum_{-(N-1)/2}^{(N-1)/2} \delta\left[\frac{\Delta x}{R_1 \lambda} - \frac{h}{d_I}\right] \quad (3.31)$$

и, следовательно, из (3.28), проведя интегрирование по  $x_2$  и выполняя условия синхронизации когерентности

$$R_1 \lambda = d_M d_I, \quad (3.32)$$

имеем:

$$I(u) = \sum_{-(N-1)/2}^{(N-1)/2} \int_S g(x) g(x + hd_M) E(x-u) E^*(x + hd_M - u) dx. \quad (3.33)$$

Учитывая, что  $g(x) = g(x + hd_M)$ , и конечную апертуру маски объектов, получим

$$I(u) \approx Hg(u)^2 * \text{sinc}^2\left[\pi Hd_M \frac{u}{R_2 \lambda}\right]. \quad (3.34)$$

В плоскости изображений суммируются интенсивности  $N$  изображений от последовательности щелей. Следует отметить, что в этом случае изображения со значительным контрастом могут быть получены с использованием полностью пространственно некогерентного источника с белым спектром. Фазовый множитель  $\exp\{i\varphi(x)\}$  дает увеличение изображения в соответствии с формулой линзы (3.24). Изображение передается аналогично тому, как это происходит с помощью объектива диаметром  $Hd_M$  и фокусным расстоянием  $F_M$  в пространственно некогерентном излучении. Более подробно передаточная функция системы для случаев когерентной и некогерентной передачи изображений рассмотрена в [120].

Некогерентная передача изображения обладает замечательным преимуществом, заключающимся в отсутствии интерференционного шума различных порядков дифракции. На рис. 3.20 показаны два изображения, полученных при пространственно когерентной (с источником малого размера) и некогерентной (с матрицей вторичных источников) передаче изображений. В обоих случаях использовался источник белого света с широким спектром излучения. Пространственное разрешение схемы некогерентной передачи изображений в эффекте Тальбота определяется квадратом отношения ширины щели матрицы вторичных источников к эффективному периоду структуры. В самом деле, при расфокусировке изображения минимальный размер фокального пятна определяется шириной эффективного спектра падающего излучения  $\Delta\lambda_{\text{эф}}$  как

$$\delta_x \approx \sqrt{\Delta\lambda_{\text{эф}} (R_1 + R_2)}, \quad (3.35)$$

где  $R_1 + R_2 = [d_M^2 + d_M d_I] / \lambda$ .

Предположим, что

$$d_{\text{эф}}^2 = d_M^2 + d_I d_M \quad (3.36)$$

- некий эффективный период всей оптической системы Тальбота. Тогда эффективная относительная ширина спектра, формирующего изображение, согласно формуле (3.35)

$$\Delta\lambda_{\text{эф}} / \lambda = (\delta_x / d_{\text{эф}})^2.$$

Изображение в некогерентной системе Тальбота передается точечными решетками с шириной штриха  $b_I$ , следовательно, эффективная ширина спектра, а значит, и разрешение определяются как

$$\Delta\lambda_{\text{эф}} / \lambda = b_I^2 / d_{\text{эф}}^2.$$

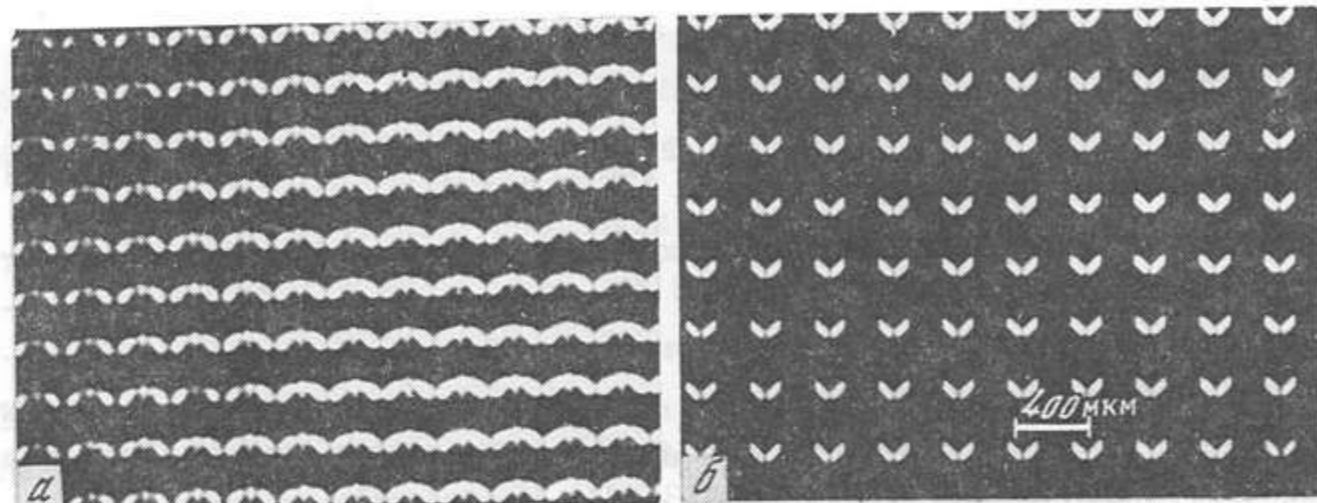


Рис. 3. 20. Изображение двумерного объекта, полученное в излучении с широким "белым" спектром в схеме некогерентной передачи фурье-изображений [112]

а - пространственно-когерентный источник (точечный); б - некогерентный источник

Таким образом, если  $b_{и} \rightarrow 0$ , то каждый максимум (каждая точка изображения) оказывается сформированным в квазимонохроматическом излучении с высокой разрешающей способностью. Ограничение на минимальную величину  $b_{и}$  возникает из-за уменьшения контраста изображения - наложения расфокусированных изображений, формируемых на других длинах волн. Поэтому существует оптимальная ширина линии излучения источника, позволяющая достигнуть заданного разрешения при приемлемом контрасте изображения. Численное моделирование показывает, что, например, при размере элемента структуры 20 мкм, периоде 400 мкм на длине волны 0,55 мкм оптимальная ширина спектра источника должна быть  $\Delta\lambda/\lambda = 0,25$  для получения контраста изображения порядка 5%.

### 3. 2. 3. Дифракционный объектив на основе эффекта Тальбота

Схема с использованием маски точечных отверстий для передачи изображений неперiodических объектов в монохроматическом излучении была предложена в работе [121]. В этой схеме каждая точка объекта, находящегося в плоскости источников, создает в плоскости изображений фурье-изображение маски точечных отверстий, некогерентно складывающихся с фурье-изображениями от других точек объекта.

В такой схеме маска точечных отверстий представляет собой дифракционный объектив с набором фокусных расстояний  $p, m = 1, 2, \dots$ ,  $p$  - номер фурье-плоскости без мультипликации периода,  $m$  - число мультипликаций периода в данной фурье-плоскости. Выражение, связывающее расстояние между объективом и объектом с расстоянием между объективом и изображением, аналогично формуле линзы (см. (3. 24)). Если объект представляет собой одиночную неперiodическую структу-

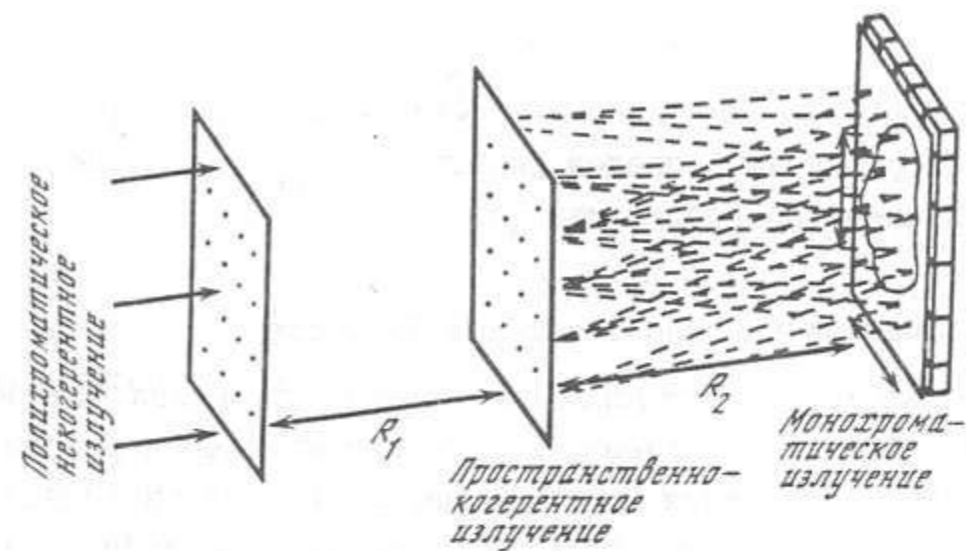


Рис. 3. 21. Схема сканирующего микроскопа с объективом Тальбота (проект) [112]

ру,  $R_1$  и  $R_2$  могут изменяться непрерывно и увеличение объектива  $M = (R_1 + R_2)/R_1$  изменяется непрерывно от 0 до  $\infty$ . Если же объект - периодическая структура, то кроме условия (3.6) необходимо дополнительное условие, чтобы фурье-изображения маски точечных отверстий объектива от точек объекта, расположенных через период, совпали. Следовательно, расстояния  $R_1, R_2$  и увеличение  $M$  изменяются дискретно.

Кроме проекционной оптической схемы, объектив Тальбота можно использовать также в сканирующей схеме создания изображения (рис. 3. 21). Применение такой схемы в рентгеновской микроскопии выгодно отличается тем, что многофокусный объектив Тальбота позволяет одновременно сканировать много участков объекта. Это резко сокращает время получения изображения.

На первый взгляд объектив напоминает камеру-обскуру. Действительно, увеличение этого объектива  $M$  и разрешение  $\delta_x = b'_{и}(R_1 + R_2)/R_1$  такие же, как и у камеры-обскуры. Однако у этих приборов совершенно разные принципы работы. Камера-обскура основана на чисто теневом принципе создания изображения. Она работает до тех пор, пока размер дифракционного пятна  $\delta_{диф} = \lambda R_2/b_{и}$  не превысит увеличенного теневого изображения отверстия  $b'_{и} = b_{и}(R_1 + R_2)/R_1$ . Дальше уменьшать  $b_{и}$  камеры-обскуры (увеличивать разрешение) бессмысленно, поскольку размер дифракционного пятна становится больше  $b'_{и}$ . Сравнив  $\delta_{диф}$  и  $b'_{и}$ , получим условие работы камеры-обскуры:

$$b_{и}^2 > \lambda R_2 R_1 / (R_1 + R_2) . \quad (3. 37)$$

Это определяет и максимальное разрешение камеры-обскуры. Например, для  $\lambda = 5$  нм,  $R_1 = 1$  см и  $R_2 = 100$  см минимальный размер отверстия 6 мкм.

Объектив Тальбота основан на эффекте дифракции излучения и начинает работать с такого размера отверстия. Условие работы этого объектива следующее:

$$b_{\text{и}}^2 < \lambda R_2 R_1 / (R_1 + R_2), \quad (3.38)$$

и, следовательно, разрешение при уменьшении  $b_{\text{и}}$  теоретически не ограничено. Дифракционный предел разрешения  $\delta_{\text{диф}} = \lambda R_2 / (H d_{\text{и}})$  определяется полной апертурой объектива Тальбота.

### 3.2.4. Спектрометрия на основе эффекта Тальбота

Как уже отмечено ранее, фокусное расстояние объектива Тальбота зависит от длины волны. Это означает, что при изменении расстояния от объектива Фурье-изображения будут формироваться на различных длинах волн. Следовательно, эффект обладает спектральной избирательностью и можно говорить о регистрации спектра излучения в условиях дифракции Френеля. Регистрация спектра происходит при изменении расстояния от объекта до изображения. Как следует из (3.8), продольная дисперсия равна

$$\Delta R / R_2 = \Delta \lambda / \lambda, \quad (3.39)$$

Оценим разрешающую способность такого спектрального прибора. Пусть объект представляет собой обычную периодическую решетку с шириной щели  $b_{\text{и}}$ . Изображение будет определяться сверткой распределения интенсивности в плоскости объекта с функцией влияния оптической системы  $H(\nu)$ , представляющей собой дифракционное размытие изображения. Величина расфокусировки в области дифракции Френеля, как известно, равна

$$\delta_z \sim \sqrt{\Delta R \lambda} \quad (3.40)$$

и определяет глубину резкости  $\Delta R$ . По критерию, аналогичному критерию Рэлея, разрешающая способность оценивается из равенства глубины резкости расстоянию между двумя близкими длинами волн:  $\Delta \lambda / \lambda = \Delta R / R$ . На глубину резкости, а следовательно, и на разрешающую способность влияют два фактора: ширина дифракционного максимума функции влияния и размер щели. Подставив в (3.40)  $\delta_z = \lambda R / (H d_{\text{м}})$  и учтя соотношение  $\lambda = d_{\text{м}}^2 / R$ , получим, что разрешающая способность, обусловленная дифракционным размытием изображения, определяется выражением

$$\Delta \lambda / \lambda = 1 / H^2, \quad (3.41)$$

где  $H$  - число щелей решетки.

Напомним, что при регистрации спектра в условиях дифракции Фраунгофера разрешающая способность  $\Delta \lambda / \lambda = H^{-1}$  и не зависит от ширины щели. Этот результат был получен в работе [122], однако авторы не учли второго фактора, который представляется более важным. Практически размер щели невозможно уменьшить до размера дифракционного максимума из-за резкого уменьшения светосилы. Подставив в (3.40)

$\delta_{\text{диф}} = b_{\text{и}}$ , получим, что разрешающая способность, обусловленная конечным размером щели дифракционной решетки, равна

$$\Delta \lambda / \lambda \approx (b_{\text{и}} / d_{\text{м}})^2. \quad (3.42)$$

Разрешающая способность пропорциональна квадрату скважности дифракционной решетки. В модельном эксперименте [122] удалось разрешить желтый дублет в излучении паров ртути ( $\lambda_1 = 579$  нм,  $\lambda_2 = 577$  нм) при помощи решетки с числом щелей  $H = 20$  (рис. 3.22). Необходимо отметить, что при скважности решетки  $d_{\text{м}} / b_{\text{и}} > 20$  этот дублет невозможно разрешить. Для разрешения его с помощью обычного метода необходима решетка с числом щелей более 300 (скважность роли не играет).

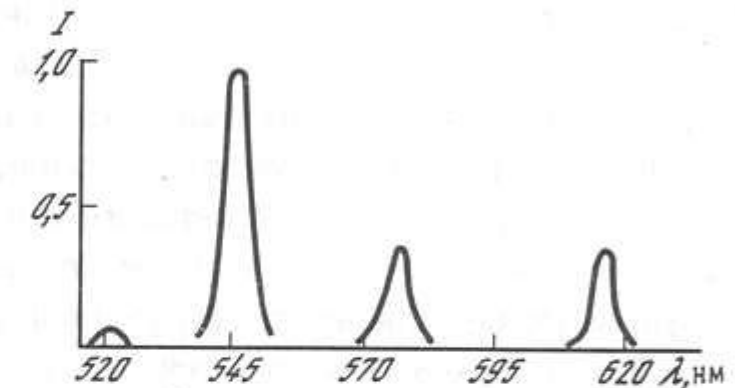


Рис. 3.22. Спектр излучения ртутной лампы, записанный с помощью спектрометра Тальбота [122]

Таким образом, использование оптических систем, построенных на основе эффекта Тальбота с модулированной пространственной когерентностью, позволяет получать изображения с высоким разрешением в излучении с широким спектром. При пространственно-когерентной передаче изображений возникают интерференционные картины на неосновных длинах волн, искажающие изображения объекта. Они исчезают при некогерентной передаче изображений. Рассмотренный в работе [112] дифракционный объектив на эффекте Тальбота обладает свойствами обычных систем формирования изображения, однако может применяться в коротковолновом диапазоне длин волн, где отсутствуют прямые аналоги оптических элементов. Дисперсионные свойства оптической системы на эффекте Тальбота позволяют использовать ее для спектроскопических исследований с высоким разрешением при снижении требований к величине апертуры диспергирующей решетки.

## СИНТЕЗИРОВАННАЯ ТРЕХМЕРНАЯ БРЭГГ-ФРЕНЕЛЕВСКАЯ РЕНТГЕНООПТИКА

В этой главе описаны принципы создания и основные свойства объемных фокусирующих и дисперсионных элементов на основе многослойных зеркал - брэгг-френелевских элементов. В начале главы проанализированы дифракционные принципы работы многослойных рентгеновских зеркал, правила выбора материалов и технология для их создания. Пространственная структура и свойства брэгг-френелевских линз (БФЛ) проанализированы с использованием эллипсоидальных координат. В кинематическом приближении оценены эффективность и спектральная селективность БФЛ. В конце главы приведены кинематическая модель и экспериментальные результаты по испытанию рентгеноакустических модуляторов-дефлекторов рентгеновского излучения на основе многослойных структур, модулированных поверхностной акустической волной. Завершает главу сравнение и детальный анализ свойств элементов плоской и брэгг-френелевской рентгенооптики.

## 4.1. Многослойные рентгеновские зеркала

Несколько лет спустя после открытия рентгеновских лучей было высказано предположение, что многослойные структуры, состоящие из элементов с большим и малым атомными номерами, можно было бы использовать для отражения излучения в рентгеновском диапазоне. Примером такого отражения является брэгговская дифракция на природных кристаллах. Вскоре после доказательства волновой природы рентгеновских лучей и разработки дифракционной теории было предложено создавать такие структуры искусственно на основе слоев толщиной от единиц до десятков ангстрем. Первые попытки сделать это напылением и электроосаждением были предприняты в работе [123]. Однако на этот раз не удалось наблюдать дифракцию рентгеновских лучей на сверхрешетке искусственных слоев.

Первые положительные результаты были опубликованы в [124]. Периодическая структура, полученная напылением слоев меди и золота с периодом 10 нм, позволила наблюдать дифракцию на сверхрешетке в излучении  $\text{MoK}_\alpha$  ( $\lambda = 0,07$  нм). Однако проблемой оказалась стабильность зеркала. Дифракционная эффективность упала до нуля через месяц вследствие взаимной диффузии металлов и уменьшения разности коэффициентов преломления слоев. Этот факт долгое время казался непреодолимым препятствием для многослойной технологии. Лишь через 25 лет в работах [125,126] было обнаружено, что многослойная железо-

магниева структура с периодом 3-5 нм сохраняет свои дифракционные свойства до 1 года. За это время дифракционный пик для  $\text{Oк}_\alpha$ -излучения ( $\lambda = 2,36$  нм) уменьшался так же, как для пленок стеарата свинца, приготовленного по технологии создания пленок Ленгмюра-Блонже.

Позднее в работах [127-129] методом напыления были получены многослойные покрытия для области вакуумного ультрафиолета. Эти покрытия не являются периодической структурой в общем смысле этого слова. Хотя общая толщина двух компонент остается постоянной, их относительная толщина изменяется для получения максимального отражения для большого числа слоев. Измерения в синхротронном излучении показали, что для слоев медь-углерод и золото-углерод коэффициент отражения на длине волны 19,0 нм в 7 раз выше, чем для толстого слоя золота при нормальном падении.

В области рентгеновского излучения при углах падения излучения намного больше, чем угол полного внешнего отражения, коэффициент отражения по интенсивности не превышает  $10^{-4} - 10^{-6}$ . Однако соответствующий коэффициент отражения по амплитуде равен  $10^{-2} - 10^{-3}$ . Это означает, что при синфазном отражении от  $10^2 - 10^3$  слоев можно получить коэффициент отражения порядка 1. Синтезированные многослойные зеркала работают именно по такому принципу. Теория дифракции на многослойных покрытиях была развита в работах [129-135].

Если многослойное зеркало сделано из двух материалов А и В (рис. 4.1) с соответствующими толщинами  $d_A$  и  $d_B$ , то, следовательно, период структуры перпендикулярно плоскости слоев равен  $d = d_A + d_B$ .

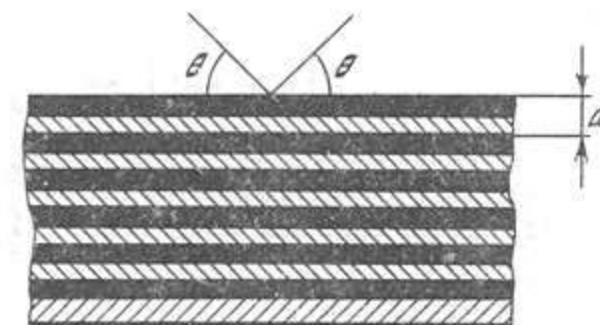


Рис. 4.1. Схема многослойного рентгеновского зеркала

Дальнейшие выводы легко распространяются на большое количество материалов. Рентгеновское излучение с длиной волны  $\lambda$ , падающее на слой под углом  $\theta$ , будет рассеиваться каждым слоем атомов. Синфазность отражения наблюдается при брэгговских условиях, описываемых выражением

$$m\lambda = 2d\sin\theta_m, \quad (4.1)$$

где  $m$  - порядок дифракции.

В зависимости от соотношений оптических свойств материалов А и

В, а следовательно, и их толщин можно выделить два основных типа многослойных зеркал:

1) сочетание очень тонкого слоя тяжелого металла и углеродной прослойки (например, W и C):  $d_A \ll d_B$ ;

2) сочетание двух сравнительно легких материалов с близкими свойствами (например, Ni и C):  $d_A \approx d_B$ . В последнем случае удается добиться лучших спектральных свойств.

Вычисление интенсивности дифракции по Брэггу для многослойного зеркала (МЗ) требует решения уравнений Максвелла в материале, имеющем периодическое изменение коэффициента преломления. Проблема в точности аналогична вычислению интенсивностей брэгговского рассеяния от кристаллической структуры и может быть рассмотрена в двух приближениях. В кинематической теории рассеяние от каждого элемента объема принимается независимо от другого. Эта теория пренебрегает, в частности, уменьшением амплитуды прямой волны при распространении вглубь структуры (экстинкцией). В динамической теории учитываются все взаимодействия. Динамическая теория обычно используется для описания дифракции в совершенных кристаллах большой толщины, в то время как кинематическая теория более пригодна для исследования "тонких" или "мозаичных" кристаллов.

Многослойные зеркала совершенны с кристаллографической точки зрения. Даже внесенные технологическим процессом вариации толщины слоев не эквивалентны мозаичной структуре естественных кристаллов. Следовательно, динамическая теория более пригодна для описания дифракции излучения на многослойных зеркалах с большим коэффициентом отражения [132]. Используя выводы этой теории, можно записать, что при  $d_A = d_B$

$$\frac{I_1}{I_0} = \text{th}^2 \left[ \frac{Ld^2}{\pi} (f_A - f_B) \right], \quad (4.2)$$

где  $I_1$  - интенсивность отражения в первый порядок;  $I_0$  - интенсивность падающего потока излучения;  $f_A$  и  $f_B$  - атомные факторы рассеяния материалов А и В.

Анализ этого соотношения дает приближенное значение для дифракционного угла полуширины брэгговского пика [133]:

$$\Delta 2\theta = 0,89\lambda / (Ld \cos \theta_m), \quad (4.3)$$

где  $\theta_m$  - угол Брэгга для m-го порядка дифракции; L - число слоев. Это соотношение выполняется только при малых углах. Для того чтобы учесть поглощение в слое, необходимо воспользоваться представлением комплексной оптической константы  $\hat{n}$ . Хорошим приближением является теория, разработанная в [136] для объемных отражающих голограмм (теория связанных волн), либо численные расчеты дифрагированных амплитуд. Расчетная модель с учетом поглощения изложена в [134], где приведены примеры угловых спектров отражения структур углерод-

вольфрам для разного количества слоев.

Очень важным фактором, определяющим эффективность многослойных зеркал, является качество поверхности, а следовательно, равномерность слоев материалов. Простая теория [137] дает соотношение идеальной  $E_{и}$  и реальной  $E_{р}$  эффективностей:

$$E_{р}/E_{и} = [\exp(-2\pi\Delta y/d)]^2, \quad (4.4)$$

где  $\Delta y$  - параметр неоднородности на поверхности. Измерение параметра  $\Delta y$  может быть проведено по характеристикам отражения при скользящем падении рентгеновского пучка [138].

Выбор материалов для создания многослойных структур определяет их долговечность и эффективность. Задача состоит как бы из двух разделов: материаловедения тонких пленок (изучения скоростей их взаимной диффузии) и изучения рентгенооптических свойств веществ [139-143].

Стабильными многослойными структурами являются углерод-вольфрам, углерод-ванадий, углерод-титан [130], углерод-никель, углерод-железо. В области вакуумного ультрафиолетового излучения применяются W-Re/C, W-Re/Si, Si/Al. В работе [129] исследованы слои Au-Pd/C, Re-W/B. На рис. 4.2 показано предельное число периодов для многослойных зеркал с углеродом в качестве одного из слоев. Штриховой линией показаны реальные величины для сочетания Ni/C.

Традиционным методом изготовления многослойных покрытий является электронно-лучевое распыление [129, 144]. Существенной частью установки, описанной в [129], является рефлектметр в спектральной области мягкого рентгеновского излучения. Он позволяет контролировать толщину напыленного слоя в процессе отражения. Интерференционные максимумы и минимумы, наблюдаемые в процессе напыления, дают точные значения толщины и используются для исключения любых дрейфов, возможных при калибровке по кварцевым датчикам. Главное преимущество такой системы состоит в том, что ошибки в напыляемой толщине не накапливаются, максимальная накопленная ошибка составляет малую величину периода структуры. Обычно для проведения контроля толщины используются излучения  $SK_{\alpha}$  (4,47 нм),  $NK_{\alpha}$  (3,16 нм) и  $BK_{\alpha}$  (6,76 нм). В качестве подложек применяются полированный кремний или стекло.

В работе [130] использован магнетронный метод с фиксированным источником и движущейся подложкой. В этом способе все источники расположены на одинаковом расстоянии от центра и стол с подложкой вращается под ними. Данная методика позволяет минимизировать влияние неоднородностей подложки и получать слои толщиной до нескольких ангстрем.

В последнее время значительное развитие получил метод лазерного напыления многослойных зеркал [139, 145, 146]. Этот метод позволяет

Рис. 4.2. Максимальное число периодов многослойного зеркала при использовании углеродных слоев [142]

Штрихпунктирной линией показаны реальные значения для сочетания С и Ni

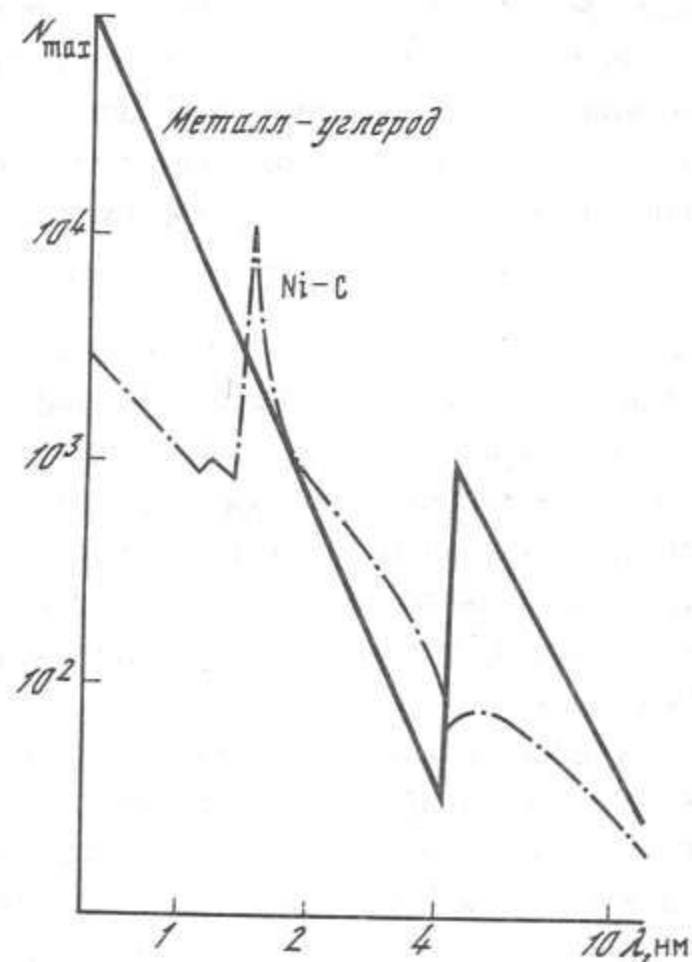
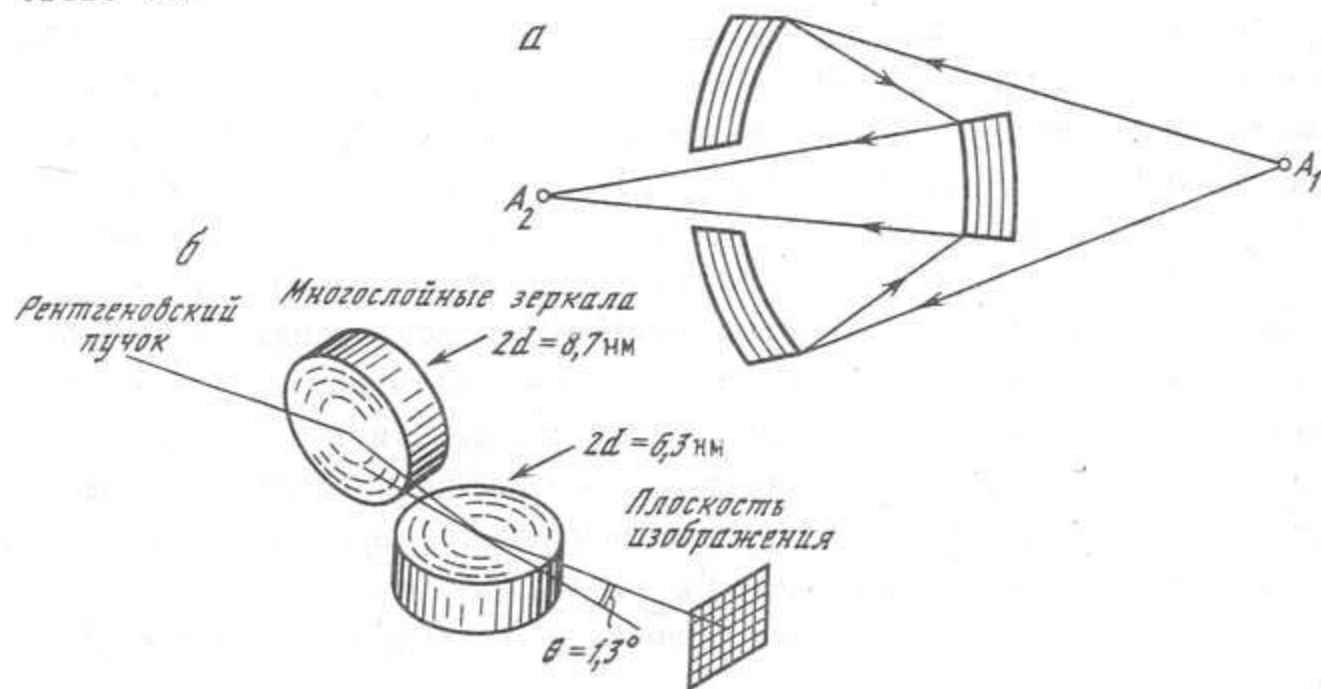


Рис. 4.3. Схема объектива Шварцшильда, созданного на основе многослойных зеркал [150] (а) и микроскопа Киркпатрика-Баеза на основе многослойных сферических зеркал [151] (б)



сформировать качественные слои материалов с хорошо воспроизводимой толщиной. Метод лазерного напыления легко поддается автоматизации и, по-видимому, является одним из самых перспективных для использования в промышленности [138, 145, 146].

Многослойные зеркала нашли широкое применение в качестве спектральных и фокусирующих элементов в рентгенооптике [147-149]. Нанесение многослойных покрытий на отражающие поверхности определенной формы позволяет создавать системы тонкой фокусировки и формирования

изображений, а также оптические элементы нормального падения в рентгеновском диапазоне. Замена зеркал скользящего падения в объективе Уолтера на многослойные позволяет исследовать мягкую компоненту излучения в астрофизических экспериментах и экспериментах по физике плазмы [147]. С помощью многослойных зеркал удалось реализовать рентгеновский объектив по схеме Шварцшильда на длину волны 30,4 нм [150]. Его схема представлена на рис. 4.3, а.

При создании зеркал для объектива была применена оригинальная технология электронно-лучевого распыления с вращающейся маской. Таким способом удалось получить зеркала на сферической поверхности с переменным периодом, что обеспечило большую светосилу объектива. Использование только одного сферического зеркала в качестве фокусирующего элемента не позволяет получить хорошего разрешения из-за возникающих больших внеосевых аберраций типа дисторсии. Применение двух сферических зеркал в схеме Киркпатрика-Баеза (рис. 4.3, б) позволило достичь разрешения порядка 1 мкм на длине волны 0,15 нм [151]. Подробно теория эллипсоидальных фокусирующих многослойных зеркал в высокоразрешающей рентгеновской микроскопии не может быть решена с помощью изогнутых профилей, так как разрешение лучше 1 мкм получить практически невозможно. В следующем разделе будут рассмотрены принципы создания другого вида оптики на основе многослойных зеркал - брэгг-френелевской оптики.

#### 4.2. Пространственная структура и свойства брэгг-френелевских линз

При создании на отражающем рентгеновском зеркале топологии фокусирующего элемента возникает возможность одновременной монохроматизации и фокусировки падающего излучения. Оптические элементы этого типа получили название брэгг-френелевских [153] или в части американской литературы "решетки повышенной дисперсии" [154, 155]. В общем случае форма рельефа поверхности многослойных зеркал оказывается довольно сложной.

##### 4.2.1. Дифракционная модель брэгг-френелевской линзы

Положенный в основу описания дифракционной оптики пространственный образ интерференционной картины двух сферических волн (см. рис. 2.1) дает возможность довольно просто описать пространственную структуру брэгг-френелевского оптического элемента. Идеальным прибором, по-видимому, может служить структура, полностью повторяющая профиль интерференционной картины, как это происходит при формировании объемных отражательных голограмм. Однако искусственное создание такого профиля очень сложная технологическая задача. Возможным решением является применение плоских или изогнутых подложек с нанесенным на



них рисунком, повторяющим структуру изофазных зон Френеля. Схематически такой элемент изображен на рис. 4.4, где многослойная структура пересекает зоны Френеля и формирует объемную структуру брэгг-френелевского элемента. Для практического создания таких элементов необходимо построить пространственную модель сечений и разработать алгоритмы их расчета.

Для описания пространственной структуры удобно воспользоваться криволинейными эллипсоидальными или параболическими координатами. Система пространственных зон Френеля представляет собой семейство софокусных эллипсоидов или параболоидов вращения, для которых сумма фокальных радиусов отличается на  $\lambda/2$  (см. рис. 2.1). Предположим, что семейство софокусных эллипсоидов описывается уравнением

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} + \frac{z^2}{A_3^2} = 1 \quad (4.5)$$

Переходим к эллипсоидальным координатам [54] с помощью преобразований

$$\begin{aligned} x &= a\xi\eta, & y^2 &= a^2(\xi^2-1)(1-\eta^2)\sin^2\varphi, \\ z^2 &= a^2(\xi^2-1)(1-\eta^2)\cos^2\varphi, & 0 < \eta < 1, & \xi \geq 1, \end{aligned} \quad (4.6)$$

где  $\xi, \eta, \varphi$  - эллипсоидальные координаты;  $a$  - фокальный параметр семейства эллипсоидов. Предположим также, что плоскости сечения эллипсоидов проходят параллельно оси  $Z$  с тангенсом наклона  $k$  по отношению к оси  $X$ :

$$z = kx - b_l, \quad b_l = b_0 + l d \sqrt{k^2 + 1}, \quad (4.7)$$

где  $l$  - номер слоя. После поворота и смещения координат получим

$$x = (1+k^2)^{-1/2} [a\xi\eta(1+k^2) - b_l k] - ka^2/\sqrt{k^2+1}, \quad (4.8)$$

$$y = -b_l(1+k^2)^{-1/2}, \quad (4.9)$$

$$z = \pm [a^2(\xi^2-1)(1-\eta^2) - (k\xi\eta - b_l)^2]^{1/2}. \quad (4.10)$$

Если  $\xi_0, \eta_0$  - координаты точки касания "опорного" эллипсоида к поверхности многослойной структуры, то условие получения максимума интенсивности в точке фокуса при отражении от любой поверхности записывается в виде

$$\xi_0 + 2n\lambda/(4a) \leq \xi_n \leq \xi_0 + (2n+1)\lambda/(4a). \quad (4.11)$$

Эллипсоиды с параметром  $\xi_0$ , отвечающим условию (4.11), дают вклад с одинаковым знаком фазы в точку фокуса. Поэтому довольно просто, пользуясь уравнениями (4.8)-(4.11), найти координаты сечений "френелевских" зон с поверхностью многослойной структуры.

В общем случае профиль зоны - эллипс со смещенным центром, т.е.

Рис. 4.4. Схема формирования сечений поверхностей равной фазы многослойной структурой

$A_1$  - источник излучения;  
 $A_2$  - точка фокусировки;  
 $a$  - фокальный параметр;  
 $b_l$  - отрезок, отсекаемый слоем  $l$  по оси  $Y$ ;  
 $X_1, Y_1, Z_1$  - первоначальная система координат;  
 $X, Y, Z$  - система координат в плоскости сечения

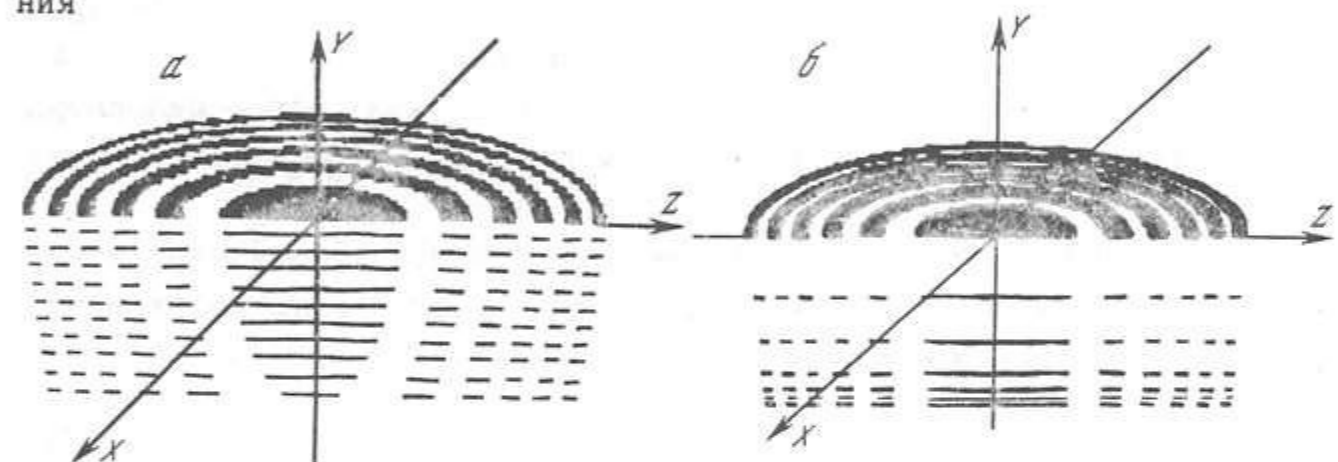
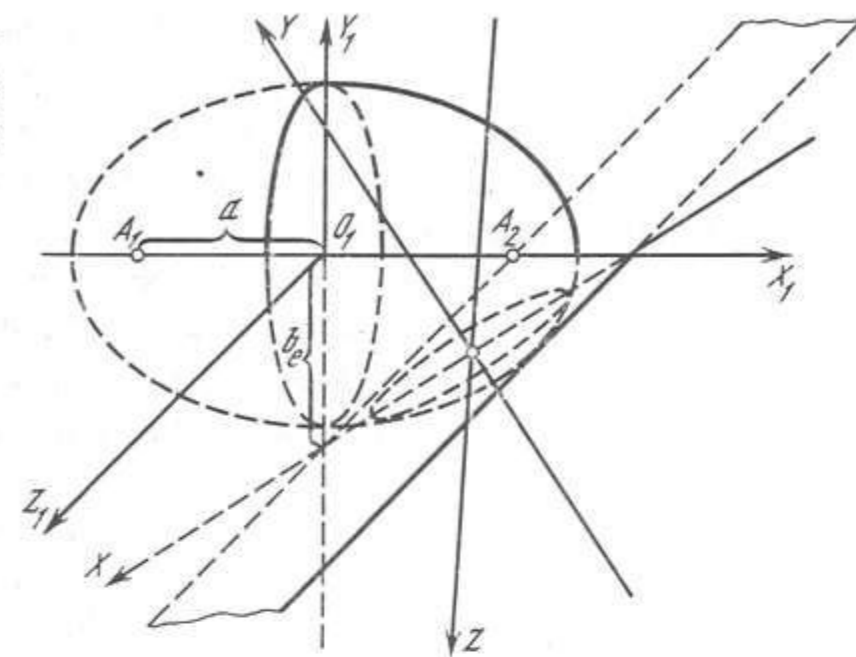


Рис. 4.5. Объемные структуры брэгг-френелевской линзы с фиксированным (а) и с переменным (б) периодами [165]

замкнутая кривая 2-го порядка. Такая форма сечений предъявляет специальные требования к технологии создания подобных структур. Профиль трехмерных зон Френеля в глубине многослойной структуры показан на рис. 4.5, а. Здесь приведена модель поперечного разреза многослойного зеркала с эквидистантными слоями отражающего вещества. Как видно из рис. 4.5, а, профиль зон по глубине также имеет сложную форму. Следует отметить, что приведенная форма зон является точным решением и определяет интерференционную фокусировку излучения в области дифракции Френеля.

Наиболее близким аналогом брэгг-френелевских фокусирующих систем являются объемные голограммы, свойства которых определяются особенностями трехмерной дифракции [156, 157]:

1) разрешающая способность и форма дифракционного максимума определена трехмерной функцией Лауэ;

2) каждая поверхность отражает падающую на нее волну в фокальную точку  $A_2$  независимо от длины волны излучения  $\lambda$ , следовательно, хроматические aberrации в идеальной брэгг-френелевской линзе (БФЛ) отсутствуют;

3) поле зрения линзы мало и определяется ее апертурой. Изменение расстояния между источником излучения и линзой вдоль оси  $OA_1$  возможно в достаточно широких пределах. Как и в обычной оптике, соотношение расстояний определяется формулой линзы;

4) смещение отражающих плоскостей друг относительно друга на величину  $\Delta d$  в соседних участках линзы приводит к изменению фазы волн, рассеянных этими участками, на величину, пропорциональную  $\Delta d/d$ , где  $d$  - расстояние между плоскостями. Это создает принципиальную возможность управления отраженными пучками, их быстрое переключение.

В большинстве экспериментальных ситуаций отражение брэгг-френелевской линзой не может, по-видимому, описываться в первом борновском приближении, а должно рассчитываться с учетом эффектов многократного отражения. Однако, в области длин волн мягкого рентгеновского излучения количество слоев многослойной структуры не превышает 100. Поэтому для качественного описания процессов дифракции можно применять кинематическое приближение, как это, например, будет сделано при описании процессов модуляции рентгеновского пучка.

Вид трехмерного распределения френелевских зон существенно изменяется, если слои в многослойной структуре расположены не эквидистантно. При изменении периода слоев по закону

$$d_l = a \left\{ \left[ \left( \xi_0 + \frac{l\lambda}{2a} \right)^2 (k^2 + 1) - 1 \right]^{1/2} - \left[ \left( \xi_0 + \frac{(l-1)\lambda}{2a} \right)^2 (k^2 + 1) - 1 \right]^{1/2} \right\}. \quad (4.12)$$

Распределение трехмерной зонной структуры в глубине слоя представлено на рис. 4.5, б. Происходит "выпрямление" зон по вертикали, что чрезвычайно важно для упрощения экспериментальной реализации брэгг-френелевского оптического элемента. Особое значение имеет форма зон, расположенных вблизи края апертуры брэгг-френелевского элемента.

Фокусирующие свойства брэгг-френелевского оптического элемента, как и в случае обыкновенной зонной пластинки Френеля, определяются размерами элементов дифракционной структуры.

Свойства брэгг-френелевских оптических элементов. Представляя собой объемную дифракционную структуру, БФЛ обладает ярко выраженными селективными свойствами по отношению как пространственного, так и энергетического спектра падающей волны. В случае использования многослойных рентгеновских зеркал точное значение величины коэффициента отражения многослойной структуры можно получить только при использовании динамической теории. Однако качественное рассмотрение, дающее правильную картину для оценок, можно провести в кинематическом приближении, т. е. не учитывая влияния дифракции на падающую волну [157]. Для простоты рассмотрим одномерный случай.

Пусть  $x$  - текущая координата по зонной пластинке,  $y = d_l$  - координата в глубину многослойной структуры. Амплитуду волны, дифрагированной на многослойной БФЛ, можно записать как

$$E(x, y) = V \sum_{l=1}^L \int_{S_l} \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda} (R + r) \right] dx, \quad (4.13)$$

где  $V$  - френелевский коэффициент отражения каждого слоя,

$$V = \frac{\cos \theta_0 - (1 - \delta) \cos \theta_1}{\cos \theta_1 + (1 + \delta) \cos \theta_0}. \quad (4.14)$$

Величины радиусов  $R_1$  и  $R_2$  можно получить, разложив подкоренные выражения:

$$R = R_1 - xx_1/R_1 - yy_1/R_1, \quad (4.15)$$

$R_1^2 = x_1^2 + y_1^2$  - расстояние до источника излучения (здесь сделано предположение, что источник излучения находится на большом расстоянии от оптического элемента, поэтому квадратичные члены в (4.15) можно опустить);

$$r = R_2 - xx_2/R_2 - yy_2/R_2 + (x^2 + y^2)/(2R_2). \quad (4.16)$$

$R_2^2 = x_2^2 + y_2^2$  - расстояние от линзы до фокальной точки. Так как фокусировка происходит в области дифракции Френеля, в разложении (4.16) сохранены квадратичные члены по  $x$  и  $y$ . Суммарное расстояние от источника до фокальной точки

$$R + r = -x \left[ \frac{x_1}{R_1} + \frac{x_2}{R_2} \right] - y \left[ \frac{y_1}{R_1} + \frac{y_2}{R_2} \right] + \frac{1}{2R_2} (x^2 + y^2) + R_1 + R_2 \quad (4.17)$$

и амплитуда в фокусе

$$E(x_2, y_2) = V \sum_{l=1}^L \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} \left[ -y \left[ \frac{y_1}{R_1} + \frac{y_2}{R_2} \right] + \frac{y^2}{2R_2} \right] \right\} \times \\ \times \int_{S_l} \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \frac{x^2}{2R_2} - x \left[ \frac{x_1}{R_1} + \frac{x_2}{R_2} \right] \right] \right\} dx. \quad (4.18)$$

Таким образом, рассмотрение дифракции в кинематическом приближении позволяет разделить переменные. Интегральное выражение описывает фокусировку на зонной пластинке в области дифракции Френеля. Интегрирование проводится в пределах, соответствующих формулам (4.8) - (4.10) для идеальной многослойной зонной пластинки. Выражение под знаком суммы описывает селективные свойства многослойной брэгг-френелевской линзы:

$$G(y) = \sum_{l=1}^L \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} \left[ -y \left[ \frac{y_1}{R_1} + \frac{y_2}{R_2} \right] + \frac{y^2}{2R_2} \right] \right\}. \quad (4.19)$$

Подставив соответствующие выражения для входящих в (4.19) членов:  $y = \iota d$ ,  $y_1/R_1 = \sin\theta_0$ ,  $y_2/R_2 = \sin\theta_1$ , получим

$$G(\theta_1) = \sum_{l=1}^L \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \frac{\iota^2 d^2}{2R_2} - \iota d (\sin\theta_0 + \sin\theta_1) \right] \right\}. \quad (4.20)$$

Пусть

$$P_l = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \frac{\iota^2 d^2}{2R_2} - 2\iota d \sin\theta_0 \right]. \quad (4.21)$$

Здесь учтено, что максимум отражения находится в направлении зеркального угла, при  $y_1/R_1 = y_2/R_2$ . Тогда селективность отражения по интенсивности можно записать как

$$|G(\theta_1)|^2 = \left[ \left( \sum_{l=1}^L \sin P_l \right)^2 + \left( \sum_{l=1}^L \cos P_l \right)^2 \right] / L^2. \quad (4.22)$$

На рис. 4.6 приведены кривые качания, описывающие селективность БФЛ для разного числа слоев  $L$ . Наличие квадратичного френелевского члена в выражении (4.21) для  $P_l$  приводит к смещению максимума распределения по отношению к точному брэгговскому углу, описываемому выражением (4.1). Для вычисления ширины кривой качания можно пренебречь квадратичным членом в (4.21), тогда форма кривой качания по интенсивности будет описываться выражением

$$|G(\theta_1)|^2 = \frac{\sin^2(2\pi L d \sin\theta_1 / \lambda)}{L^2 \sin^2(2\pi d \sin\theta_1 / \lambda)}. \quad (4.23)$$

Если принять, что  $\Delta\theta_1 \ll 1$  - малая расстройка от точного брэгговского угла, то из (4.23) можно получить, что первый нуль кривой качания наблюдается при расстройке

$$\Delta\theta_1 = \sqrt{\text{ctg}^2\theta_0 + 2/L} - \text{ctg}\theta_0, \quad (4.24)$$

где  $\theta_0$  - угол Брэгга (4.1).

На рис. 4.7 приведена зависимость  $\Delta\theta_1$  от угла Брэгга для многослойной структуры при  $L = 100$ . Несмотря на то что величины, вычисленные по формулам (4.23) и (4.24), носят качественный характер, они позволяют хорошо оценить свойства многослойных БФЛ. Ограничения спектра пространственных частот, передаваемых БФЛ, означает, что при малых углах падения БФЛ выступает в основном в роли фокусирующего элемента с очень малым полем зрения. Величина  $\Delta\theta_1$  играет роль углового поля зрения элемента БФЛ. Например, размер фокального пятна при протяженном источнике определяется только величиной

$$\delta_x = \Delta\theta_1 F, \quad (4.25)$$

где  $F$  - фокусное расстояние БФЛ. Селективные свойства БФЛ по отношению к длине волны падающего излучения аналогичны чисто брэгговской дифракции на многослойной структуре:

$$\lambda/\Delta\lambda = N. \quad (4.26)$$

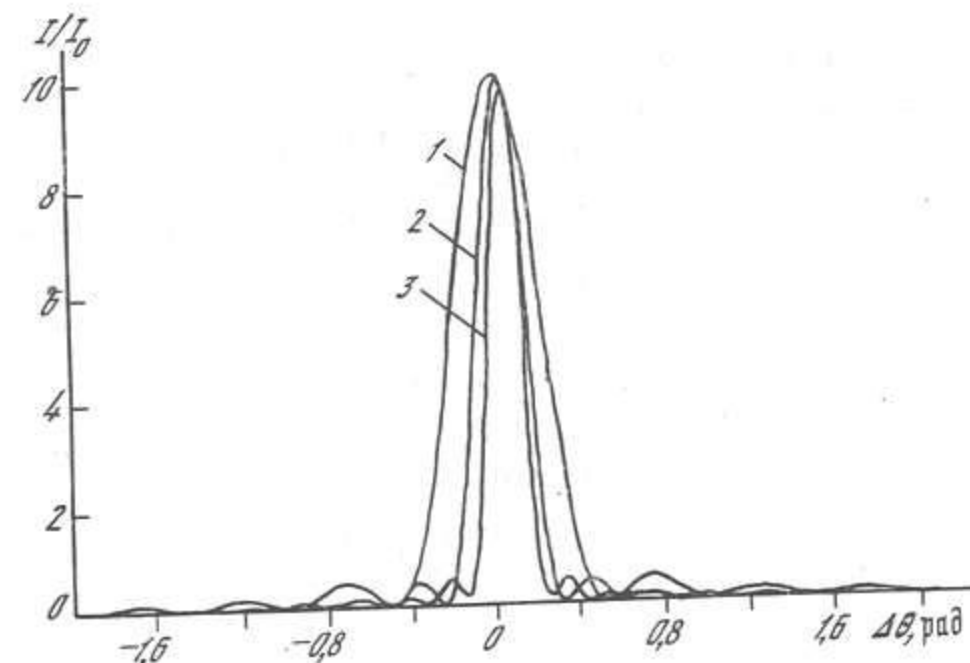


Рис. 4.6. Кривые качания брэгг-френелевской линзы в области дифракции Френеля для  $L = 10$  (1), 20 (2) и 30 (3) слоев

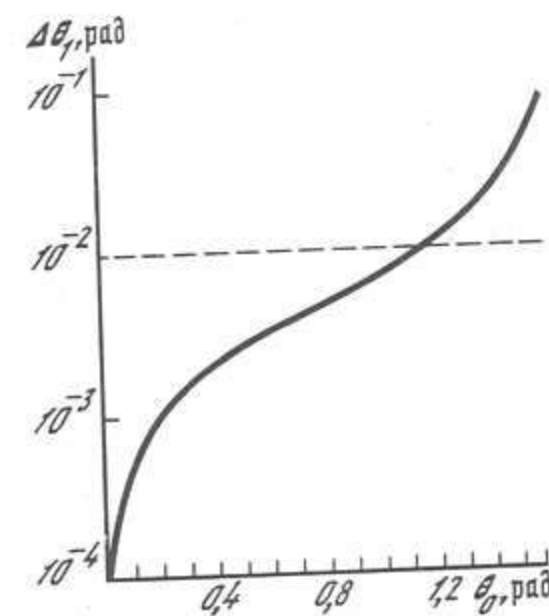


Рис. 4.7. Угловая ширина кривой качания БФЛ для  $L = 100$  в кинематическом приближении

В ряде работ активно развивается направление по созданию кристаллических БФЛ на основе совершенных кристаллов Si и Ge в диапазоне жесткого рентгеновского излучения [158, 159]. Впервые наблюдения не жесткого рентгеновского излучения [158]. Описание процесса дифракции на этих структурах носит более сложный характер и требует использования динамической теории дифракции рентгеновского излучения.

#### 4.2.2. Экспериментальная реализация брэгг-френелевских элементов рентгенооптики

Рассчитанная по формуле (4.8) - (4.10) структура элементов БФЛ может быть реализована экспериментально различными способами.

Амплитудные БФЛ могут быть созданы двумя путями - маскированием поверхности многослойного зеркала сильно поглощающим материалом в соответствии с формой френелевских зон, либо вытравливанием соот-

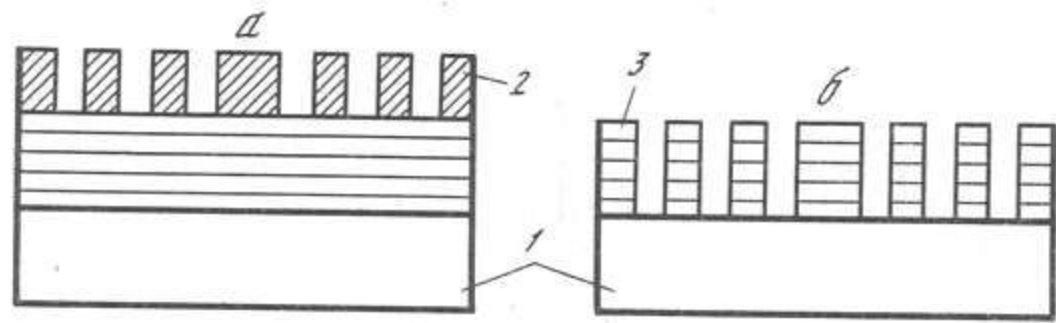


Рис. 4.8. Формирование амплитудно-фазовых брэгг-френелевских элементов путем создания амплитудно-фазовой маски на поверхности зеркала (а) и травления участков многослойной структуры (б)  
1 - подложка, 2 - маска из поглощающего или фазового материала, 3 - многослойное зеркало

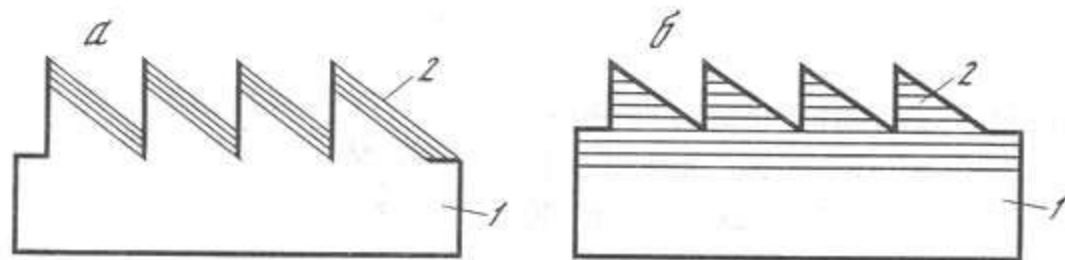


Рис. 4.9. Формирование киноформных брэгг-френелевских элементов методом послойного напыления на профилированную поверхность (а) и профилирования многослойной структуры (б)  
1 - подложка, 2 - многослойная структура

ветствующих участков многослойного зеркала (рис. 4.8). Амплитудные БФЛ обладают невысокой эффективностью. Аналогично прозрачным зонным пластинкам по крайней мере 50% падающего излучения поглощается в подложке.

Фазовые БФЛ могут быть созданы также несколькими путями. Простейшим способом является нанесение бинарного фазосдвигающего слоя, дающего фазовый сдвиг волны на  $\lambda/4$ , на поверхность многослойного зеркала. Более сложный путь - нанесение специального киноформного профиля из фазосдвигающего материала на поверхность многослойного зеркала. И, наконец, наиболее перспективный путь - напыление многослойного зеркала на заранее профилированную подложку либо создание профиля непосредственно в многослойной структуре (рис. 4.9). В этом случае полная эффективность брэгг-френелевской линзы по отношению к падающему пучку может достигать 20-70% в зависимости от длины волны.

Создание киноформного элемента на профилированной подложке представляет весьма трудную задачу. Это связано с тем, что форма поверхности должна быть выполнена с точностью до единиц ангстрем, иначе фазовые соотношения будут нарушены. Поэтому для профилированной подложки реально, по крайней мере в настоящее время, говорить только о создании бинарного профиля. Киноформный элемент, созданный

в толще многослойной структуры, более реален (рис. 4.9, б), так как должен быть сделан с точностью до экстинкционной длины, величина которой достигает 0,1-0,3 мкм. Действительно, набег фазы возникает в результате разной оптической длины пути в многослойной структуре и вакууме. Величина его равна  $\pi$  рад при высоте ступеньки, равной экстинкционной глубине. Следует отметить, что таким образом можно создавать дифракционные решетки - эшелеты большой разрешающей силы ( $10^5-10^6$ ) [160].

Экспериментальная реализация линейных БФЛ. Первой экспериментальной реализацией фокусировки рентгеновского излучения с помощью БФЛ на многослойном зеркале была посвящена работа [161], на монокристалле кремния - [159].

В качестве подложек для создания брэгг-френелевских линз были использованы многослойные зеркала, изготовленные методом лазерного напыления в Институте прикладной физики (ИПФ) АН СССР и методом ионно-лучевого напыления в Институте проблем технологии микроэлектроники АН СССР.

Основа зеркал - чередующиеся слои никеля и углерода, а также вольфрама и углерода. Период слоев от 4,5 до 3,7 нм. На рис. 4.10 показано поперечное сечение многослойной структуры, полученное в просвечивающем электронном микроскопе.

Первые экспериментальные результаты были получены на линейных зонных пластинках [161, 162]. На рис. 4.11 приведена последовательность операций приготовления зонных пластинок с удаленными участками многослойного зеркала (а) и фазосдвигающим слоем на поверхности зеркала (б). На поверхности многослойного зеркала, покрытого в центрифуге слоем электронорезиста, проводилась электронно-лучевая литография. Затем образцы брэгг-френелевских линз приготавливались двумя различными способами. Амплитудные профилированные БФЛ подвергались травлению через маску резиста в пучке ионов аргона с энергией 1 кэВ в течение 20 мин [163, 164]. При этом часть зеркала, не защищенная резистом, удалялась до подложки. На других образцах в окошках резиста электролитическим методом осаждался тонкий слой (30 нм) золота. В результате, после удаления резиста, поверхность зеркала оказалась маскирована в определенных местах слоем золота толщиной примерно 30 нм.

Экспериментальную проверку фокусирующих свойств изготовленных БФЛ проводили по схеме, показанной на рис. 4.12. В качестве источника использовали рентгеновскую трубку с анодом из Fe. Длина волны излучения 0,196 нм, соответственно угол Брэгга структуры с периодом 4,8 нм равен  $1,15^\circ$  (20,5 мрад). Радиус центральной зоны зонной пластинки 90 мкм, т.е. проекция на направление падающего пучка примерно равна 1,8 мкм. Следовательно, фокусное расстояние данной БФЛ около 1,7 см. Минимальный размер зоны на данной структуре 9 мкм,

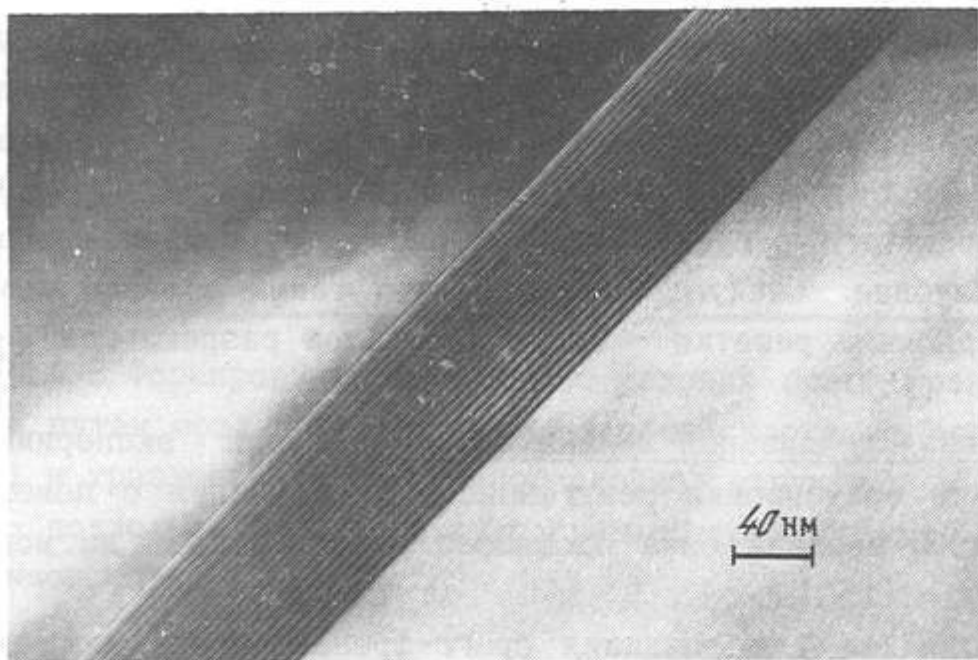


Рис. 4.10. Микрофотография поперечного среза многослойного зеркала W/C, изготовленного в ИПТМ АН СССР (период структуры 4 нм)

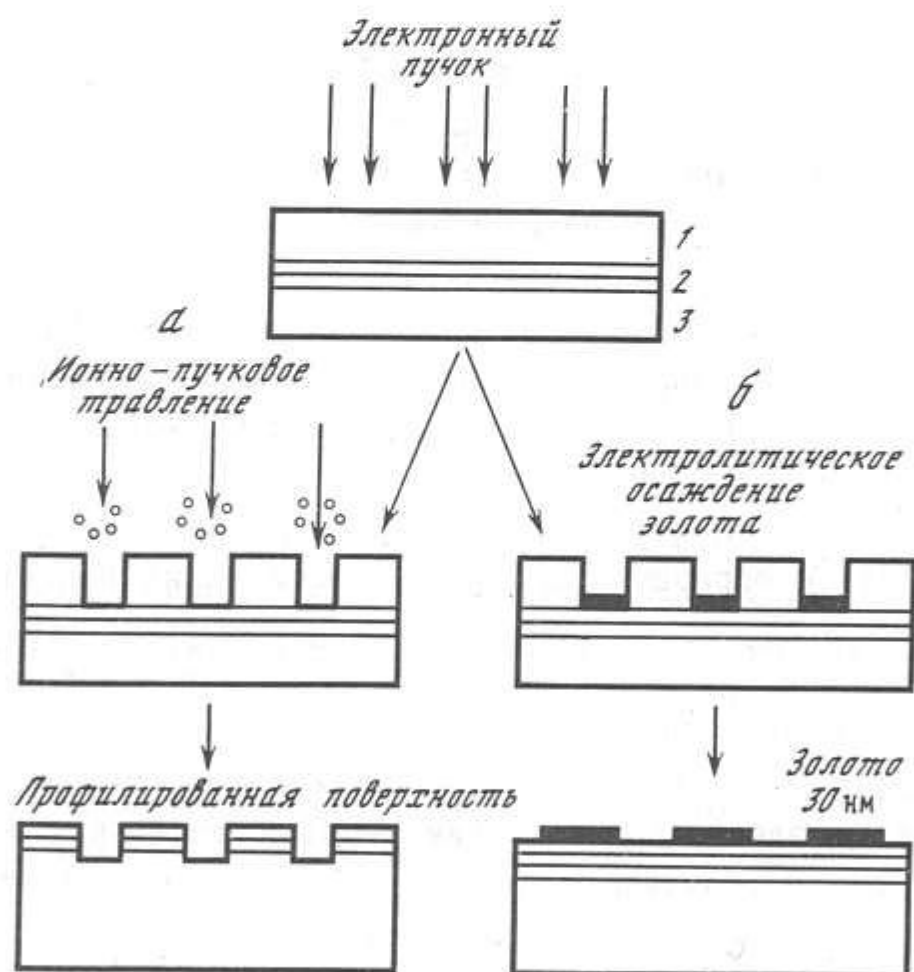


Рис. 4.11. Последовательность операций по приготовлению амплитудных (а) и фазовых (б) образцов брэгг-френелевских линз

1 - электронрезист, 2 - многослойное зеркало, 3 - подложка соответствующая проекция на направление к падающему пучку 0,2 мкм. Излучение рентгеновской трубки коллимировали двухщелевым коллиматором с размером щелей 50 мкм. Регистрацию распределения интенсивнос-

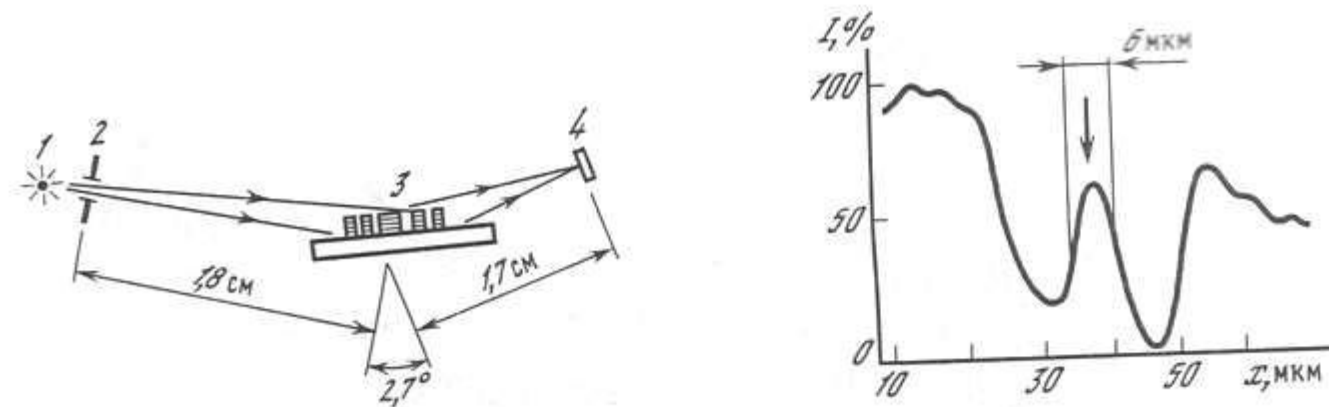


Рис. 4.12. Схема эксперимента по испытанию линейных БФЛ с коротковолновым источником рентгеновского излучения [161]  
1 - рентгеновская трубка, 2 - входная щель, 3 - линейная БФЛ, 4 - регистратор

Рис. 4.13. Денситограмма распределение интенсивности в плоскости изображений линейной БФЛ  
Стрелкой показано место фокусировки [161]

ти в фокальной плоскости осуществляли высокоразрешающими фотопластинками "Микрат-ВРЭ". На рис. 4.13 показана денситограмма распределения интенсивности в фокальной плоскости. Размер фокального пятна (6 мкм) соответствует десятикратному уменьшению изображения входной щели. Снимки, полученные на различных расстояниях от плоскости изображения, показывают, что БФЛ обладает теми же свойствами, что и обычная линза.

Микроскоп Киркпатрика-Баеза на брэгг-френелевских линзах. Создание высокоразрешающих двумерных систем передачи изображения на коротких длинах волн ( $\approx 0,1$  нм) - задача довольно сложная. Скользящие углы падения дают возможность использовать в одномерном случае проекцию зон на направление падающего пучка с "коэффициентом сжатия" размеров до 100 раз. В конической дифракции (вдоль оси падающего пучка) размеры зон остаются очень малыми, недоступными для изготовления существующими методами технологии. Однако задачу двумерной фокусировки, по-видимому, можно решить, используя схему Киркпатрика-Баеза - раздельной фокусировки по двум перпендикулярным направлениям.

На рис. 4.14 показана схема такого микроскопа с двумя брэгг-френелевскими многослойными линзами. Используемые в эксперименте БФЛ рассчитаны на разные фокусные расстояния и содержат большую аподизированную область (1,5 мм) для устранения влияния нулевого порядка дифракции. Минимальный размер зон 5 мкм, поэтому для изготовления этих структур оказалось возможным применить фотолитографию. Ожидаемая разрешающая способность устройства 0,1 мкм. Экспериментальная проверка схемы дифракционного микроскопа Киркпатрика-

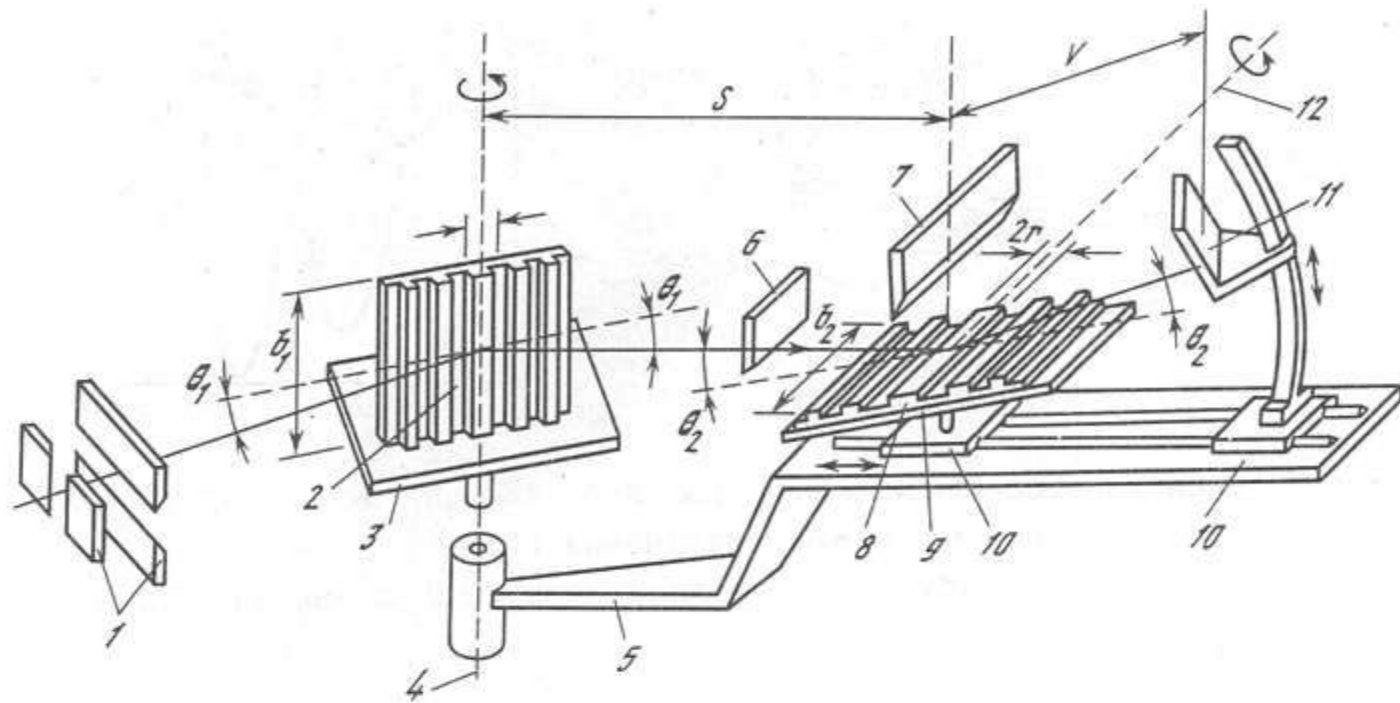


Рис. 4.14. Микроскоп Киркпатрика-Баеза с двумя зонными пластинками 1 - блок входных щелей, 2 - БФЛ-1, 3 - столик для БФЛ-1, 4 - ось вращения БФЛ-1, 5 - столик вращения гониометра и БФЛ-2, 6, 7 - ограничительные щели нулевого порядка, 8 - БФЛ-2, 9 - столик для БФЛ-2, 10 - направляющие для перемещения БФЛ-2 и регистратора, 11 - регистратор, 12 - ось вращения БФЛ-2

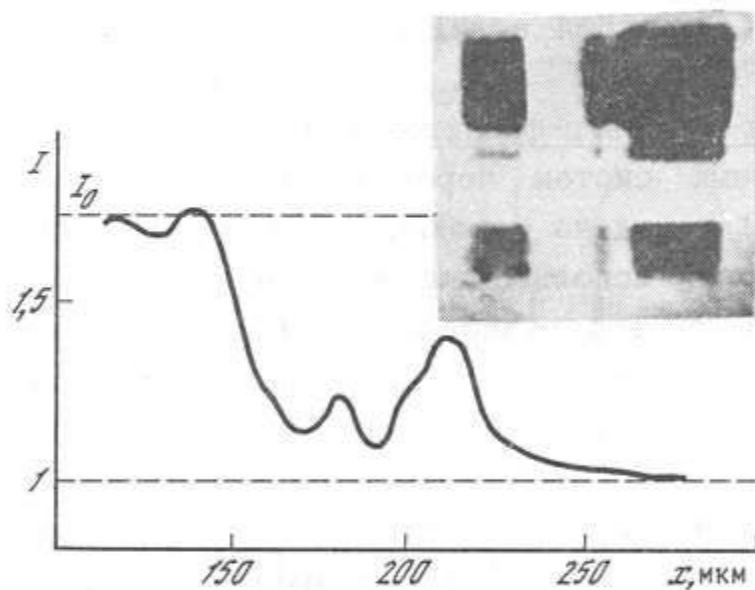


Рис. 4.15. Микрофотография и денситограмма изображения, сфокусированного микроскопом Киркпатрика-Баеза на многослойных линейных БФЛ

Баеза была проведена с использованием излучения рентгеновской трубки на длине волны 0,154 нм. На рис. 4.15 приведено изображение, полученное в фокальной плоскости микроскопа. Размер фокального пятна составил 16 мкм и определялся геометрией экспериментальной схемы.

Эллипсоидальные брэгг-френелевские линзы. В п. 4.2.1 была подробно рассмотрена структура брэгг-френелевского оптического элемента, имеющего фокальное пятно круглой формы. Она описывается параметри-

ческими уравнениями (4.8)-(4.10). Однако для реализации топологии в установке электронно-лучевой литографии проще пользоваться декартовыми координатами и сплайновой аппроксимацией топологии структуры. Более подробно система управления и ее программное обеспечение будут описаны ниже.

Преобразуя выражения (4.8) - (4.10), получим уравнение эллипсоидального сечения в декартовых и эллипсоидальных координатах

$$z^2 = \left[ \frac{1}{\xi_n^2} - 1 - k^2 \right] \left[ \frac{x}{p} + x_0 + \frac{kb_l \xi_n^2}{1-p^2 \xi_n^2} \right] - b_l + a^2(\xi_n^2 - 1) - \frac{k^2 b_l^2 \xi_n^2}{1-p^2 \xi_n^2}, \quad (4.27)$$

где  $x_0 = (ak/p^2)(a^2 + b_l^2)$ ,  $p = \sqrt{k^2+1}$ .

Воспользуемся разложением эллипсоидальной координаты  $\xi_n$  согласно (4.12):

$$\xi_n = \xi_0 + n\lambda/(4a). \quad (4.28)$$

Следовательно, пренебрегая членами второго порядка по  $\lambda$ , можно записать

$$\xi_n^2 = \xi_0^2 + \xi_0 n\lambda/(2a). \quad (4.29)$$

Уравнение (4.27) дает точное решение координат зон в трехмерном пространстве. Для получения рабочих приближенных формул воспользуемся выражением (4.29). Подставив (4.29) в (4.27) и проведя соответствующие преобразования, легко показать, что

$$\left[ x + \frac{ka^2 cn\lambda/2}{b_l^3 + pb_l cn\lambda/2} \right]^2 + z^2 \left[ \frac{c^2 + pcn\lambda/2}{b_l^2 + pcn\lambda/2} \right] = \frac{(c^2 + pcn\lambda/2)(b_l^2 - ak)cn\lambda/2}{p(b_l^2 + pcn\lambda/2)(b_l^2 + pcn\lambda/2)}, \quad (4.30)$$

где  $c = \sqrt{a^2 + b_l^2}$ .

Если сделать предположение, что

$$a \approx b_l \gg 0,5 n\lambda, \quad (4.31)$$

то уравнение (4.30) упростится:

$$\left[ x + \frac{ka^2 c}{2b_l^3} \right]^2 + \frac{c^2}{b_l^2} z^2 = \frac{c^2}{b_l^2} Fn\lambda, \quad (4.32)$$

где  $F$  - фокусное расстояние брэгг-френелевской линзы. В реальной экспериментальной ситуации фокусное расстояние рассчитывается исходя из величины расстояния от источника до точки фокусировки и необходимого коэффициента увеличения следующим образом. Если расстояние от источника излучения (объекта) до центра БФЛ равно  $R_1$ , а расстояние до фокальной точки -  $R_2$ , то по известному свойству эллипсои-

дальних координат

$$R_1 + R_2 = 2a\xi_0, \quad R_1 - R_2 = 2a\eta_0. \quad (4.33)$$

Коэффициент уменьшения линзы согласно классической формуле

$$M = R_1 / R_2, \quad (4.34)$$

следовательно,

$$M = (b_0 + ak) / (b_0 - ak). \quad (4.35)$$

Здесь использовано соотношение

$$\eta_0 = ak\xi_0 / b_0. \quad (4.36)$$

Для коэффициента наклона  $k$  получим из (4.35) выражение

$$k = b_0(M-1) / [a(M+1)]. \quad (4.37)$$

Аналогично, из (4.33) находим фокусное расстояние БФЛ, используя формулу линзы:

$$F = \frac{\sqrt{a^2 + b_0^2} (b_0^2 - a^2 k^2)}{2b_0^2 \sqrt{k^2 + 1}}. \quad (4.38)$$

Параметры  $b_0$  и  $a$  связаны с периодом многослойной структуры и длиной волны падающего излучения простым выражением:

$$b_0 = a\lambda / \sqrt{4d^2 - \lambda^2}. \quad (4.39)$$

Рассмотрим частный случай создания брэгг-френелевской линзы - поляризатор с углом отражения падающего излучения  $90^\circ$ . Для угла падения излучения  $45^\circ$  из выражения (4.39) имеем:  $b_0 = a$ . Уравнение (4.32) для структуры зон на поверхности БФЛ превращается в следующее:

$$(x + kn\lambda / \sqrt{2})^2 + 2z^2 = 2Fn\lambda \quad (4.40)$$

и описывает вытянутые вдоль оси эллипсоиды с переменным сдвигом относительно начала координат на величину  $kn\lambda / \sqrt{2}$ . Если угол падения излучения равен  $45^\circ$ , то  $k = (M-1)/(M+1)$  и

$$F = a(1-k^2) / \sqrt{2(k^2+1)} \quad (4.41)$$

для поверхности многослойной структуры.

В работах [153, 164, 165] приведены примеры создания эллипсоидальных брэгг-френелевских линз на основе многослойных структур. В качестве исходных были использованы многослойные зеркала Ni/C с периодом  $d = 3,2$  нм. Зеркала были изготовлены в ИПФ АН СССР методом лазерного напыления [145]. Максимальный коэффициент отражения на длине волны 4,47 нм ( $SK_\alpha$ ) составлял 8-11%. Структура эллипсоидальной БФЛ, выполненной в соответствии с формулой (4.41), показана на рис. 4.16. Ниже приведены параметры БФЛ, определяющие ее основные

свойства:

Внешние размеры, мкм	360x507
Полное число зон	360
Фокусное расстояние на длине волны 4,5 нм, мм	20
Ширина внешней зоны, мкм	0,25

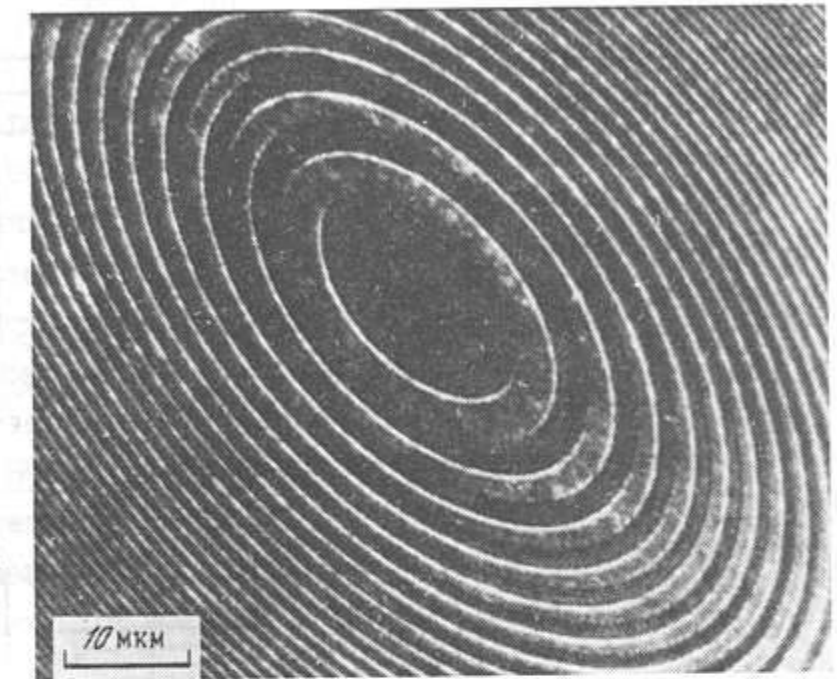


Рис. 4.16. Эллипсоидальная брэгг-френелевская линза [153]

БФЛ, показанная на рис. 4.16, амплитудного типа и изготовлена травлением участков многослойной структуры (см. рис. 4.10, б).

Исследование фокусирующих свойств эллипсоидальных БФЛ было проведено с использованием синхротронного излучения (СИ) накопительного кольца электронов "Сибирь-1" ИАЭ им. И. В. Курчатова. На рис. 4.17 дана схема экспериментальной станции, установленной на канале излучения накопительного кольца. Пучок синхротронного излучения с широким "белым" спектром проходил через ограничительную диафрагму и падал на БФЛ, расположенную на специальном столике под углом  $45^\circ$  к оси пучка. Настройку положения БФЛ можно было осуществлять визуально, в излучении видимой компоненты падающего пучка СИ. Регистрация излучения проводилась на фотопластинку, защищенную от видимого света полиимидным фильтром с алюминиевой пленкой толщиной 50 нм. В эксперименте было использовано излучение из поворотного магнита накопительного кольца.

На рис. 4.18 приведена денситограмма изображения, полученного в фокальной плоскости БФЛ [166]. В результате этого эксперимента были получены уменьшенные в 350 раз изображения источника излучения, имеющего размеры 2,8x5 мм.

В ходе экспериментов было обнаружено сильное влияние угла поворота осей эллипса по отношению к оси пучка на форму фокального пятна.

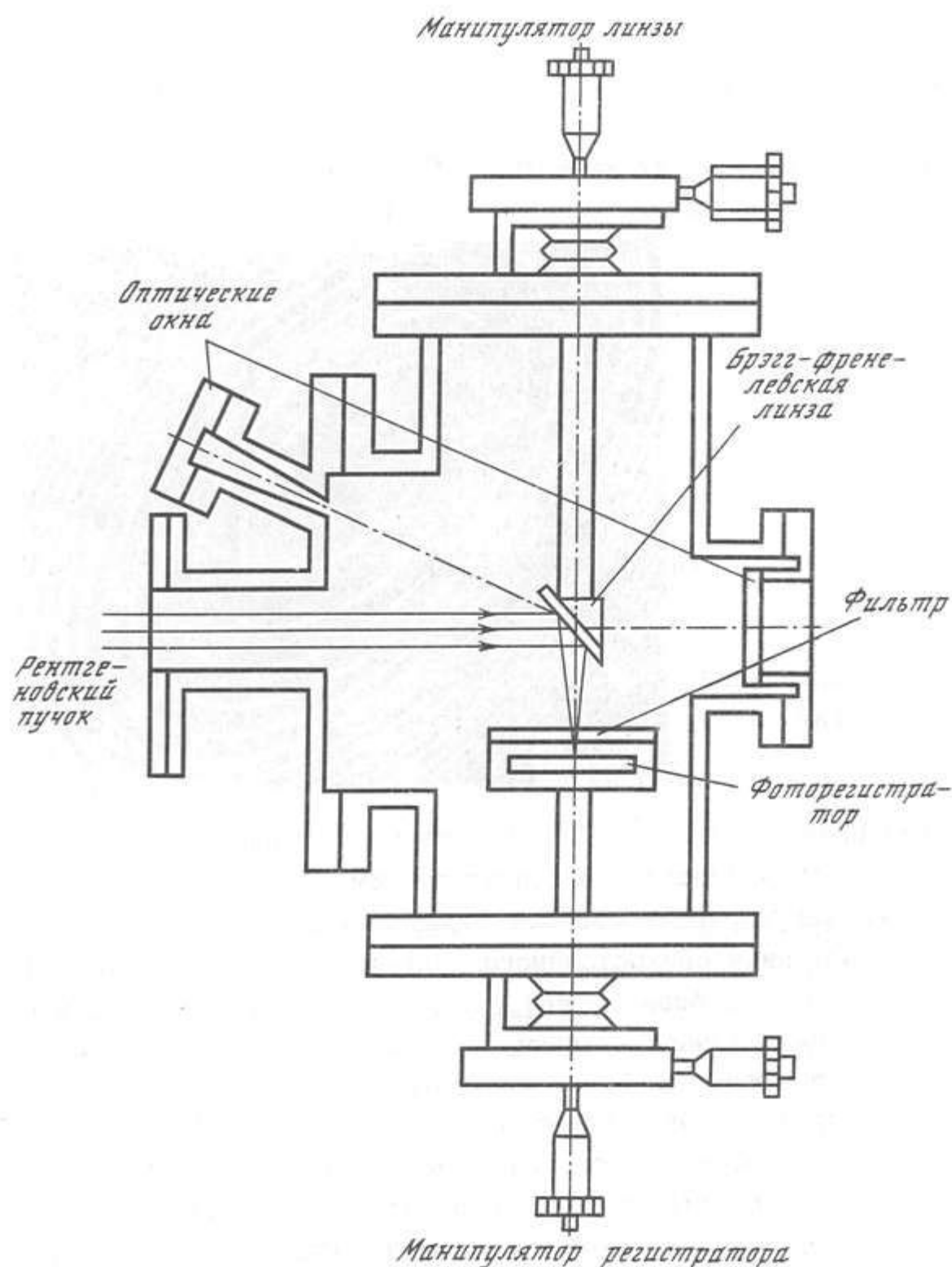


Рис. 4.17. Экспериментальная станция для тестирования образцов эллипсоидальных БФЛ на накопительном кольце электронов "Сибирь-1" [166]

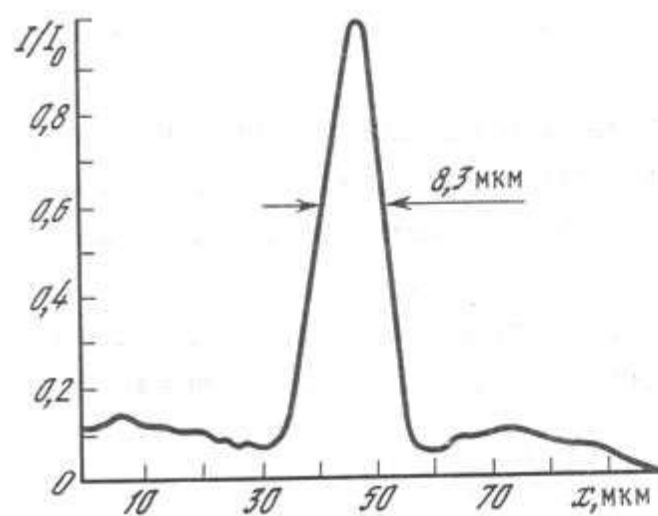


Рис. 4.18. Денситограмма распределения интенсивности в фокальной плоскости эллипсоидальной БФЛ [166]

#### 4.2.3. Аберрации брэгг-френелевских линз

Свойства БФЛ как изображающих систем определяются их аберрационными свойствами. Анализ аберраций брэгг-френелевской линзы можно провести, используя разложение оптической разности хода лучей, как это было сделано в гл.2 при анализе аберраций зонной пластинки.

Прежде всего следует отметить, что если БФЛ создана в соответствии с формулами (4.8)-(4.10) и полностью отражает трехмерное распределение объемных зон Френеля, то сферическая аберрация отсутствует. Появление сферической аберрации может быть обусловлено несоответствием реального трехмерного профиля зон расчетным значениям. В частности, создание изменяемого в глубину профиля зон представляет собой еще не решенную технологическую проблему. Поэтому с практической точки зрения представляется интересным проанализировать пределы применения многослойных БФЛ с прямоугольным профилем зон.

Сферическая аберрация БФЛ с прямоугольным профилем зон. Следуя формуле (4.39), для обеспечения фокусировки излучения в одной и той же точке структура каждого слоя должна обладать своим фокусным расстоянием  $F_l$ . Представим  $b_l$  - параметр каждого слоя в виде

$$b_l = g_l a k M, \quad (4.42)$$

где  $g_l = 1 + i dp/a$ . Можно записать, что

$$F_l = a (g_l^2 M^2 - 1) (1 + g_l^2 k^2 M^2)^{1/2} / (2 p g_l^2 M^2), \quad (4.43)$$

где  $F_l$  - фокальное расстояние слоя  $l$  многослойной структуры. Выражение для ширины  $n$ -й зоны имеет вид

$$\Delta r_{nl} = 0,5 (F g_{nl} \lambda / n)^{1/2}. \quad (4.44)$$

Если БФЛ на многослойном зеркале имеет прямоугольный профиль с вертикальными стенками, то расчетная френелевская структура в глубине слоев зеркала не совпадает с технологическим профилем. Ошибка отклонения размера нижних зон от идеального может быть вычислена

$$r_{no} - r_{nl} < \lambda / 4, \quad (4.45)$$

где  $r_{no}$  и  $r_{nl}$  означают радиусы зон на поверхности и в глубине многослойной структуры соответственно. Условием отсутствия значительных аберраций в результате этого несовпадения размеров можно считать критерий Рэлея, т.е.

$$0,5 \Delta r_n > r_{no} - r_{nl}. \quad (4.46)$$

Используя приближенное выражение для ширины  $n$ -й зоны, получим

$$N \leq 0,25 \sqrt{F_0} \left[ \sqrt{F_0} - \sqrt{F_l} \right]^{-1}. \quad (4.47)$$

Оценка для реальных условий эксперимента дает следующие результаты. При расстоянии от источника излучения (объекта) до фокальной плоскости  $2a = 700$  см, коэффициенте уменьшения 350, периоде зеркала



$d = 3,2$  нм (отражение под углом  $90^\circ$ ) и числе слоев 100 значение  $N = 4400$ .

На рис. 4.19 показана расчетная зависимость максимального числа зон от коэффициента уменьшения  $M$  и фокусного расстояния  $F$  линзы для конкретной экспериментальной реализации. При коэффициенте уменьшения  $M \approx 1000$  рабочее число зон, дающих безаберрационное изображение, достигает 1500.

Внеосевые aberrации БФЛ. Анализ внеосевых aberrаций БФЛ можно провести, основываясь на результатах, полученных для сферической aberrации. Из графика, приведенного на рис. 4.19, следует, что для БФЛ с прямоугольным профилем зон при фокусном расстоянии свыше 5 мм изображение, свободное от сферической aberrации, формирует около 1000 зон (для угла скольжения  $45^\circ$ ). Реальные микрозонные пластинки, сформированные методом электронно-лучевой литографии, имеют в лучшем случае несколько сот зон. Поэтому при анализе aberrационных свойств многослойной БФЛ с числом слоев порядка 100 можно ограничиться расчетом оптической разности хода при дифракции на поверхности структуры. Следуя обозначениям рис. 4.20, оптическую длину пути для падающей БФЛ плоской волны можно записать как

$$\Delta L = BC' - A'C' \quad (4.48)$$

Введем обозначения:  $r = r_n \sin \theta$  - эффективный размер зоны,  $\theta$  - угол скольжения падающего пучка,  $f = r_n \cos \theta$  - проекция БФЛ на ось пучка,  $F_1 = F + r_n \cos \theta$  - эффективное фокусное расстояние. После вычислений получим

$$BC' = F_1 + \frac{r^2}{2F_1} - r\alpha + \frac{\alpha^2}{2} F_1 + \frac{r^3 \alpha}{2F_1^2} - \frac{3\alpha^2 r^2}{4F_1}, \quad (4.49)$$

$$A'C' = F_1 + F \frac{\alpha^2}{2} - r\alpha. \quad (4.50)$$

Оптическая разность хода, при подстановке (4.49) и (4.50) в (4.48) будет равна

$$\Delta L = \frac{r^2}{2F_1} + \alpha \left[ \frac{r^3 F}{2F_1^3} + \frac{rf}{F_1} \right] - \alpha^2 \left[ \frac{Ff}{2F_1} + \frac{3r^2 F^2}{4F_1^3} \right]. \quad (4.51)$$

Первый член в круглых скобках соответствует коме, второй член - астигматизму и кривизне поля. Сравнивая (4.51) с аналогичным выражением для осевых зонных пластинок, можно увидеть появление сильных aberrационных членов, пропорциональных косинусу угла скольжения пучка:

$$\alpha \left[ r F / (2F_1) + rf / F_1 \right] \quad - \text{кома},$$

$$\alpha^2 \left[ 3r^2 F^2 / (4F_1^3) + Ff / (2F_1) \right] \quad - \text{астигматизм и кривизна поля.}$$

Для выполнения условий фокусировки следует потребовать, чтобы  $r^2 = nF_1 \lambda$ , и отсюда

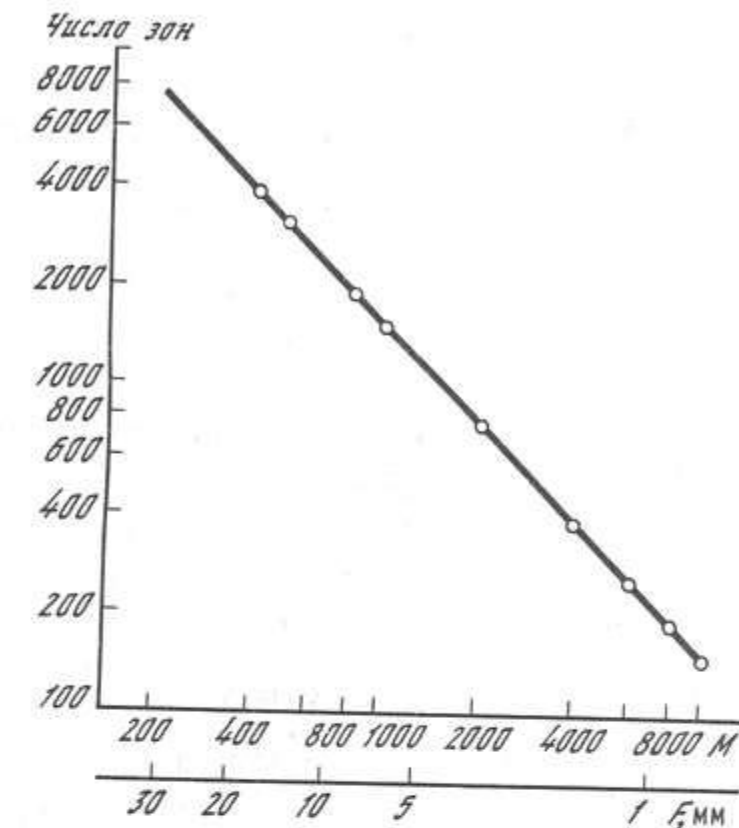


Рис. 4.19. Зависимость предельного значения числа зон брегг-френелевской линзы от коэффициента увеличения и фокусного расстояния. Число слоев многослойной структуры 100, период 3,2 нм, угол падения  $45^\circ$ ,  $2a = 700$  см

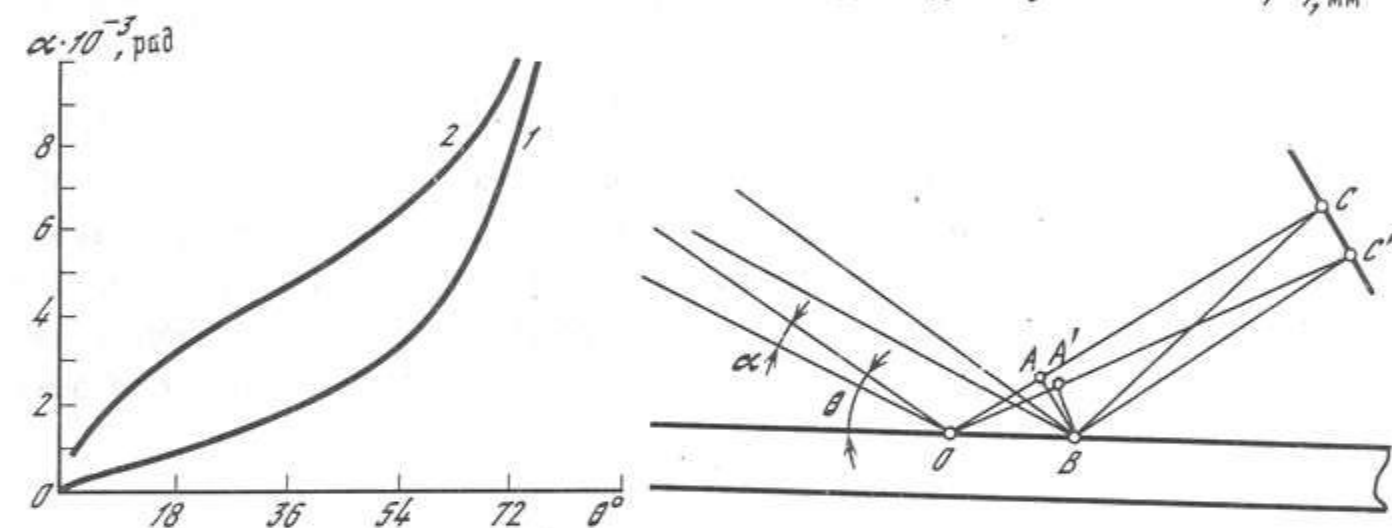


Рис. 4.20. Схема расчета оптической разности хода для брегг-френелевской линзы

Рис. 4.21. Зависимость максимального угла зрения БФЛ от угла Брегга с учетом комы (1) и астигматизма (2)

$$r_n = \frac{\lambda n \cos \theta}{2 \sin^2 \theta} \pm \sqrt{\frac{n^2 \lambda^2 \cos^2 \theta}{4 \sin^4 \theta} + \frac{n F \lambda}{\sin^2 \theta}} \quad (4.52)$$

При падении пучка излучения по нормали к поверхности БФЛ  $f = 0$  и aberrации полностью соответствуют aberrациям прозрачной зонной пластинки. По мере отклонения пучка от нормали поле зрения, свободное от aberrаций, резко сужается.

Ниже приведен пример расчета aberrационных свойств БФЛ для конкретного случая длины волны 5,9 нм и фокусного расстояния 1,5 см. Прежде всего следует оценить, какие aberrации являются преимущественными. Как уже было показано в гл.2, при  $\theta = 90^\circ$  и небольшом чис-

ле зон наибольший вклад вносит астигматизм. Отклонение падающего пучка от нормали приводит к быстрому возрастанию величины всех видов внеосевых aberrаций, и при  $\text{tg } \theta \ll 2[F/(N\lambda)]^{1/2}$  максимальные углы зрения безабберационного поля изображений определяются приближенными формулами:

$$\alpha_{\text{кома}} \approx \lambda F / (4gf), \quad (4.53a)$$

$$\alpha_{\text{астиг}} \approx [2\lambda / (4f)]^{1/2}. \quad (4.53b)$$

На рис. 4.21 приведены графики максимальных угловых размеров безабберационных полей изображений для 100 зон Френеля ( $N = 100$ ,  $F = 1,5$  см) и различных углов скольжения пучка.

При углах скольжения, отличных от  $90^\circ$ , основной aberrацией является кома, которая доминирует при

$$\text{tg } \theta \leq 8 N^{3/2} \sqrt{\lambda / F}. \quad (4.54)$$

Здесь использовано соотношение  $r \approx (NF\lambda)^{1/2} / \sin\theta$ , следующее из (4.52). Угловое поле безабберационного изображения, таким образом, можно оценить из соотношения

$$\alpha \approx \text{tg}\theta / (4N), \quad N \geq \text{tg}\theta \sqrt{F/\lambda} / 8. \quad (4.55)$$

Так, для  $N = 200$ ,  $\text{tg } \theta = 1$ ,  $F = 1,5$  см при  $\alpha = 1,25 \cdot 10^{-3}$  поле изображения равно 38 мкм. Следует отметить, что это значение укладывается в кривую качания многослойной структуры. Малое поле зрения брэгг-френелевских линз, очевидно, ограничивает их применение для систем передачи изображений. БФЛ наиболее пригодны для создания сканирующих систем.

#### 4.3. Модуляторы рентгеновского излучения

Показатели преломления и поглощения веществ для рентгеновского диапазона длин волн мало отличаются от единицы и мало изменяются при различных физических воздействиях на вещества, даже если длина волны используемого излучения лежит вблизи края поглощения элемента. Это означает, что принципы модуляции оптического излучения на рентгеновский диапазон длин волн распространить нельзя. Для рентгеновского излучения модуляторы могут быть изготовлены только с использованием когерентного брэгговского рассеяния, при этом в основу могут быть заложены следующие физические явления:

1. Для амплитудной модуляции падающей волны необходимо вывести кристалл или многослойное зеркало из отражающего положения. Например, для многослойного зеркала амплитуда колебаний слоев должна быть

$$\tilde{h} = \Lambda \text{tg}\theta_0 / (2\pi L), \quad (4.56)$$

где  $\Lambda$  - длина волны колебаний по поверхности. Например, для  $\theta_0 = 45^\circ$

$L = 100$ ,  $\Lambda = 10$  мкм получим  $h = 16$  нм.

2. Для фазовой модуляции необходимо сдвинуть решетку на половину межплоскостного расстояния. При обычных величинах межплоскостных расстояний для многослойных структур  $\tilde{h}$  порядка 2,5-5 нм. Это позволяет на два порядка уменьшить величину деформации решетки, необходимую для модуляции, по сравнению с указанной в (4.56).

3. Величина деформации решетки, требующаяся для получения амплитудной и фазовой модуляции, по-видимому, может быть еще уменьшена, если использовать дифракцию на сложных многослойных структурах с переменным периодом, структурно-запрещенные рефлекссы, сильное возбуждение. При этом в случае использования излучения с длиной волны вблизи края поглощения одного из элементов, составляющих структуру многослойного зеркала, можно получить модуляцию, даже не изменяя межплоскостных расстояний, если внешним воздействием сдвинуть край поглощения.

Первые эксперименты по модуляции рентгеновского излучения были выполнены с использованием кристаллов и коротких ( $\sim 0,2$  нм) длин волн. В ряде работ исследовалось воздействие на кристалл объемных акустических волн [167-169], а также поверхностных акустических волн [170, 171]. В работе [171] была реализована амплитудная модуляция (4.56) рентгеновских лучей на совершенном кристалле, в котором распространяется объемная звуковая волна. В [172] удалось реализовать фазовую модуляцию при смещении отражающих плоскостей в различных участках кристалла.

В мягкой области спектра наблюдение дифракции рентгеновского излучения на многослойной структуре, модулированной поверхностной акустической волной, впервые проведено в [173].

Физическую картину дифракции рентгеновского излучения на модулированной поверхностно-акустической волной поверхности многослойного зеркала качественно можно описать в кинематическом приближении, аналогично (4.16) [174]. Рассмотрим многослойное интерференционное зеркало как набор  $L$  параллельных, частично отражающих поверхностей с расстояниями  $d$  между ними (рис. 4.22). Ось  $Y$  направлена по нормали к плоскости многослойного зеркала. Тогда для  $l$ -го слоя многослойного зеркала можно записать амплитуду

$$y = id + \tilde{h} \cos(Kx), \quad K = 2\pi/\Lambda. \quad (4.57)$$

Пусть из удаленной точки  $x_1, y_1$  на многослойное зеркало падает рентгеновская волна. Найдем поле в некоторой точке  $x_2, y_2$ , расположенной также в дальней области дифракции. В кинематическом приближении, при пренебрежении ослаблением в результате дифракции падающей волны и вторичным рассеянием дифрагированных плоскостями волн поле в точке наблюдения описывается уравнением (4.13). В расчетах относительной интенсивности дифракционных порядков в дальнем поле

(дифракция Фраунгофера) используем приближения

$$R = R_1 + xx_1/R_1 + yy_1/R_1, \quad (4.58)$$

$$r = R_2 + xx_2/R_2 + yy_2/R_2,$$

где, как и в разд. 4.2.1,  $R_1$  и  $R_2$  - расстояния от точек  $(x_1, y_1)$  и  $(x_2, y_2)$  до начала координат. Поле в точке  $(x_2, y_2)$

$$E(x_2, y_2) = V \sum_{l=1}^L \int_{S_l} \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} \left[ x \left( \frac{x_1}{R_1} + \frac{x_2}{R_2} \right) + \left[ \iota d + \hat{n} \cos(Kx) \right] \left( \frac{y_1}{R_1} + \frac{y_2}{R_2} \right) \right] \right\} dx. \quad (4.59)$$

Используя известное разложение экспоненты по функциям Бесселя  $m$ -го порядка  $J_m(\varphi)$

$$\exp [i\varphi \cos(\beta x)] = \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m J_m(\varphi) \exp(im\beta x), \quad (4.60)$$

амплитуду поля в точке наблюдения  $(x_2, y_2)$  можно представить в следующем виде:

$$E(x_2, y_2) = V \sum_{l=0}^L \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda} \iota d \left( \frac{y_1}{R_1} + \frac{y_2}{R_2} \right) \right] i^m J_m \left[ K \hat{n} \left( \frac{y_1}{R_1} + \frac{y_2}{R_2} \right) \right] \times \int_{S_l} \exp \left\{ i x \frac{2\pi}{\lambda} \left( \frac{x_1}{R_1} + \frac{x_2}{R_2} \right) + mK \right\} dx. \quad (4.61)$$

Интеграл в выражении (4.61) является  $\delta$ -функцией и отличен от нуля только для значений аргумента, определяемых выражением

$$2\pi x_2 / (\lambda R_2) = 2\pi x_1 / (\lambda R_1) + mK. \quad (4.62)$$

Направляющие косинусы дифракционных порядков  $\cos \Theta_m = \cos \Theta_0 + m\lambda/L$ . Таким образом, в поле, дифрагированном от поверхности, выделяется направление, соответствующее  $m$ -м порядкам дифракции на модулированной многослойной структуре. Направляющие углы (синусы углов) соответствующих порядков будем обозначать  $\sin \Theta_m = y_2^{(m)}/R_2$ . Амплитуды порядков дифракции можно описать уравнением

$$E_m = V i^m J_m \left[ \frac{2\pi}{\lambda} \hat{n} \left( \frac{y_1}{R_1} + \frac{y_2^{(m)}}{R_2} \right) \right] g_m(L), \quad (4.63a)$$

где

$$g_m(L) = \sum_{l=1}^L \exp \left[ -\mu_l \iota d \left( \frac{y_1}{R_1} + \frac{y_2^{(m)}}{R_2} \right) \right] \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda} \iota d \left( \frac{y_1}{R_1} + \frac{y_2^{(m)}}{R_2} \right) \right]. \quad (4.63b)$$

Уравнения (4.57)-(4.63a) получены А. М. Смоловичем в работе [174].

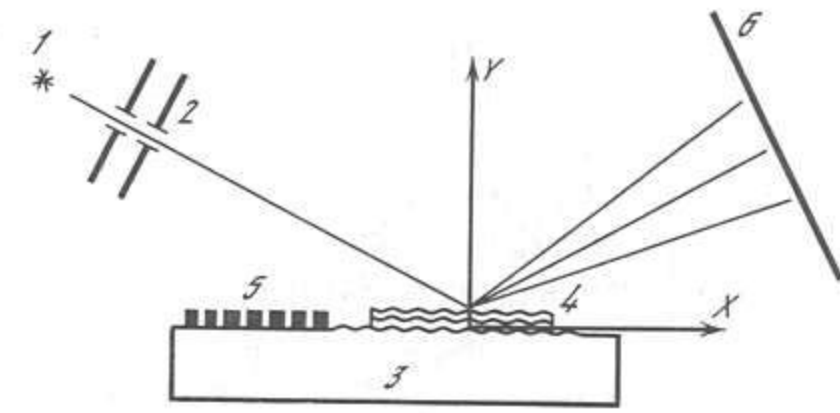


Рис. 4.22. Схема наблюдения дифракции рентгеновского излучения на многослойном зеркале, модулированном поверхностной акустической волной

1 - источник излучения, рентгеновская трубка; 2 - коллиматор; 3 - кварцевая подложка; 4 - многослойное зеркало; 5 - источник поверхностной акустической волны; 6 - фоторегистратор

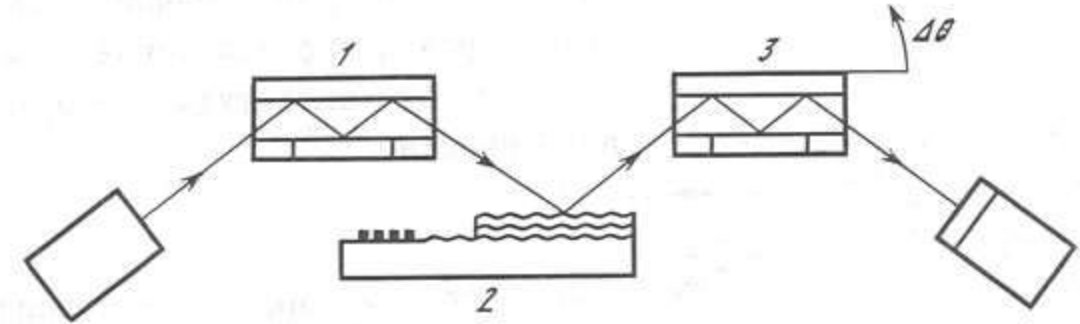


Рис. 4.23. Схема эксперимента с использованием трехкристального рентгеновского дифрактометра

1 - кристалл-монокроматор; 2 - модулированное многослойное зеркало; 3 - кристалл-анализатор

Однако, в отличие от [174], в (4.63b) учтен комплексный характер коэффициента преломления  $\hat{n}$ . Действительная часть  $\hat{n}$  близка к единице, существенный вклад в форму кривой отражения вносит коэффициент поглощения  $\mu_1$ . Измеряемая в эксперименте интенсивность дифрагированных порядков соответственно равна

$$I_m(x_2, y_2) = E_m \times E_m^* = V^2 J_m^2 \left[ \frac{2\pi}{\lambda} \hat{n} \left( \frac{y_1}{R_1} + \frac{y_2^{(m)}}{R_2} \right) \right] G_m, \quad (4.64)$$

$$G_m(L) = \frac{1}{L^2} \left\{ \sum_{l=1}^L A_{lm} \cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda} \iota d \left( \frac{y_1}{R_1} + \frac{y_2^{(m)}}{R_2} \right) \right] \right\}^2 + \frac{1}{L^2} \left\{ \sum_{l=1}^L A_{lm} \sin \left[ \frac{2\pi}{\lambda} \iota d \left( \frac{y_1}{R_1} + \frac{y_2^{(m)}}{R_2} \right) \right] \right\}^2, \quad (4.65)$$

$$A_{lm} = \exp \left\{ -\mu_l \iota d \left( \frac{y_1}{R_1} + \frac{y_2^{(m)}}{R_2} \right) \right\}.$$

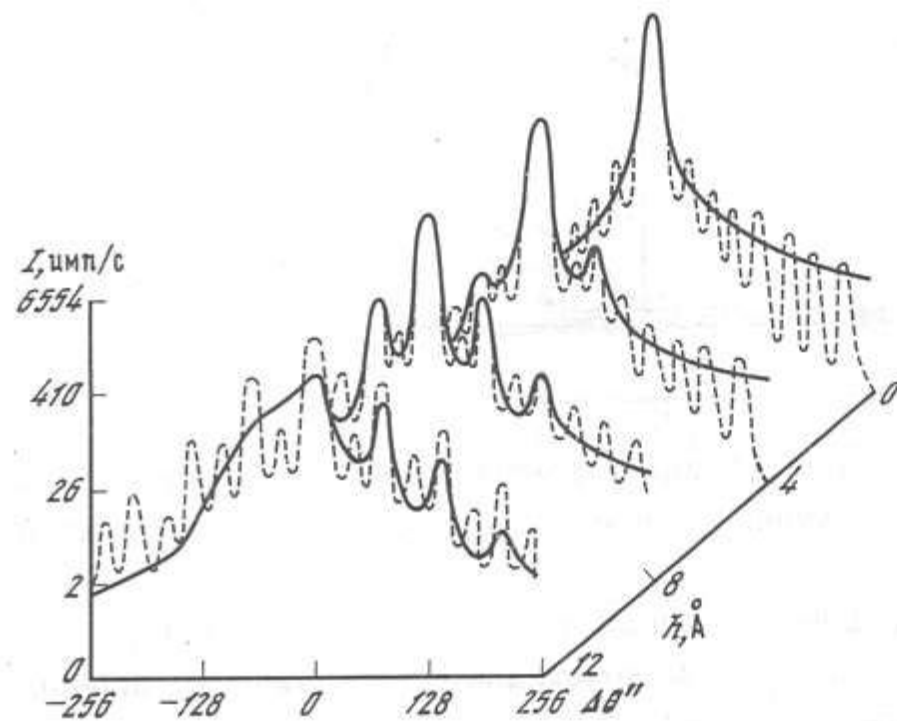


Рис. 4. 24. Пространственный спектр дифрагированного излучения в зависимости от амплитуды деформации поверхности

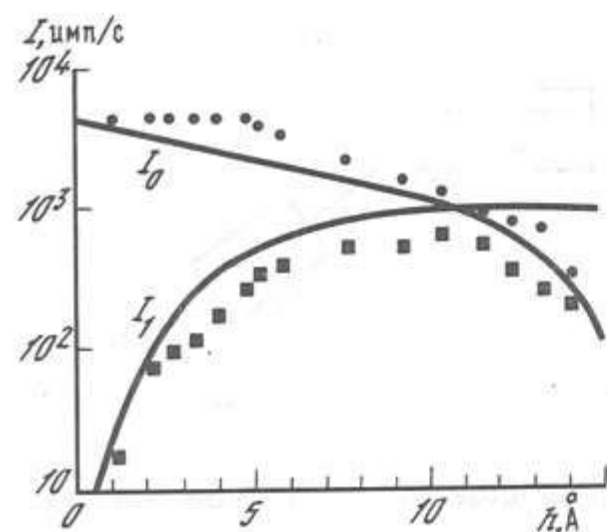


Рис. 4. 25. Зависимости интенсивностей нулевого и первого порядков дифракции от амплитуды акустической волны

Здесь знак \* означает комплексное сопряжение,  $G_m$  описывает селективные свойства многослойного зеркала и является "коэффициентом возбуждения" дифракционной волны  $m$ -го порядка. Максимумы амплитуды нулевого порядка дифракции подчиняются условию Вульфа-Брэгга.

Первая экспериментальная реализация модуляции пучка мягкого рентгеновского излучения была проведена в [173]. Количественные измерения амплитуд и углового распределения дифрагированных волн проводились в схеме трехкристального рентгеновского дифрактометра (рис. 4. 23) [157]. Исследуемая многослойная структура, состоящая из 40 слоев никеля и углерода с периодом 4,5 нм, помещалась в положение исследуемого (второго) кристалла после кремниевого (111) монохроматора. Третий кристалл - анализатор позволял с угловым разрешением 2" измерять амплитуды компонент пространственного спектра дифрагированного излучения. При частоте возбуждения поверхностной акустической волны 85 МГц ее длина по поверхности многослойной структуры составляла  $\Lambda = 36$  мкм. Брэгговский угол на длине волны 0,154 нм (медный анод) равен  $0,98^\circ$ , следовательно, угловая расходимость между нулевым и первым порядком составляет 60". Согласно (4. 25) уг-

ловая ширина брэгговского максимума в данном случае будет также около 60" и дифракционные максимумы разрешаются.

На рис. 4. 24 пунктирной линией нанесены зависимости, рассчитанные по формуле (4. 64). С увеличением значения амплитуды акустической волны, которая измерялась также независимо, оптическим методом, происходит перекачка энергии из нулевого порядка дифракции в высшие дифракционные порядки. На рис. 4. 25 экспериментальные данные сравниваются с расчетом интенсивностей по формуле (4. 64). Расхождение расчета с экспериментальными данными при больших амплитудах поверхностной волны связано с разогревом подложки. Тепло, выделяемое встречно-штыревыми преобразователями, деформирует поверхность зеркала из-за разных коэффициентов температурного расширения. При амплитуде акустической волны 1 нм получено максимальное значение интенсивности дифрагированной волны ~20% от нулевого пика.

#### 4. 4. Сравнительные характеристики плоских и объемных рентгенооптических элементов

На основании проведенного в предыдущих разделах анализа физических и дифракционных принципов создания элементов рентгеновской оптики можно провести сравнение различных ее типов.

Зеркальные оптические элементы, основанные на эффекте полного внешнего отражения, имеют такие очевидные преимущества, как высокую эффективность, отсутствие хроматических aberrаций, довольно большую апертуру. Однако теоретический предел разрешения объективов скользкого падения ( $\delta_{\min} = \lambda \sqrt{2\delta}$ ) практически не достижим по многим причинам. Прежде всего это технологические трудности создания гладких поверхностей с большой площадью, изогнутых с заданным профилем. По физическим соображениям оценка  $\delta_{\min}$  также очень сильно возрастает, если принять во внимание размытие в широких пределах величины критического угла для реальных материалов. Это связано с наличием сильного поглощения в приповерхностном слое. Экспериментально полученная величина разрешения по изображению с использованием микроскопа Киркпатрика-Баеза и Уолтера не превышает 1-2 мкм [37].

Зеркальные брэгговские оптические системы на сферических многослойных зеркалах позволяют сделать объективы более компактными при использовании нормальных углов падения излучения. Однако те же трудности изготовления точной формы подложек, а также сильные aberrации сферических зеркал ограничивают их разрешение несколькими микронами. Кроме того, эффективность схемы Шварцшильда [150] не превышает 5% (двукратное отражение от многослойных зеркал). Основное преимущество схемы Шварцшильда - большая апертура, что делает ее очень полезной для применения в космических системах.

Френелевские оптические элементы стали развиваться в ответ на

требования рентгеновской микроскопии высокого разрешения. Основное их достоинство - принципиальная возможность достижения разрешения в доли микрона. Теоретический предел разрешения для оптики этого типа определяется условиями дифракции на структуре зонной пластинки, "дифракционной" aberrацией, возникающей из-за конечной толщины зонной пластинки  $t_{\text{опт}}$  (рис. 4.26). Если задержка фазы волн, дифрагировавших на входной и выходной поверхности оптического элемента, превышает  $\lambda/4$  (абберационный критерий), то в изображении будут наблюдаться сильные aberrации. Условие получения безабберационного изображения можно получить, анализируя, например, параболическую зонную пластинку толщиной  $t_{\text{опт}}$ .

Запишем уравнение зонной пластинки с использованием параболической координаты в качестве параметра:

$$r_n^2 = 2F\xi_n^2 + \xi_n^4. \quad (4.66)$$

На входной поверхности ( $F$ ) пластинки  $\xi_{(1)n}^2 = n\lambda/2$  соответствует  $n$ -й зоне Френеля. На выходной поверхности ( $F-t_{\text{опт}}$ ) элемент прямоугольного профиля зонной пластинки пересекает некоторую параболу с параметром  $\xi_{(2)n}$ . Фазовая задержка соответствует разнице параметров парабол  $\xi_{(1)n}^2 - \xi_{(2)n}^2$  и по критерию Рэлея

$$\xi_{(1)n}^2 - \xi_{(2)n}^2 \leq \lambda/4. \quad (4.67)$$

Если предположить, что  $F \gg t_{\text{опт}}$  и пренебречь квадратичными членами по  $\lambda$  в уравнении

$$Fn\lambda + n^2\lambda^2/4 = 2(F-t_{\text{опт}})\xi_{(2)n}^2 + \xi_{(2)n}^4, \quad (4.68)$$

то условие безабберационной передачи изображения означает, что максимальное число зон зонной пластинки не может не превышать

$$n < F/(2t_{\text{опт}}), \quad (4.69)$$

что соответствует минимальному размеру зоны зонной пластинки

$$\delta_{\text{min}} \geq \sqrt{\lambda t_{\text{опт}}}. \quad (4.70)$$

На рис. 4.27 приведены максимальные теоретические возможные разрешения зонных пластинок прямоугольного профиля оптимальной толщины, изготовленных из кремния, углерода и золота. Следуя рис. 4.26, aberrации можно устранить, создавая профиль штриха в соответствии с профилем параболоидов, как показано штриховой линией. Однако такую технологию трудно воспроизвести. Достигнутое в настоящее время разрешение для золотых пластинок 50 нм, по-видимому, является предельным. Все сказанное выше относится и к киноформным зонным пластинкам. Профиль киноформа для получения безабберационного изображения также должен соответствовать профилю объемных зон Френеля.

Фурье-оптика периодических структур на основе эффекта Тальбота обладает всеми свойствами френелевских оптических элементов [119].

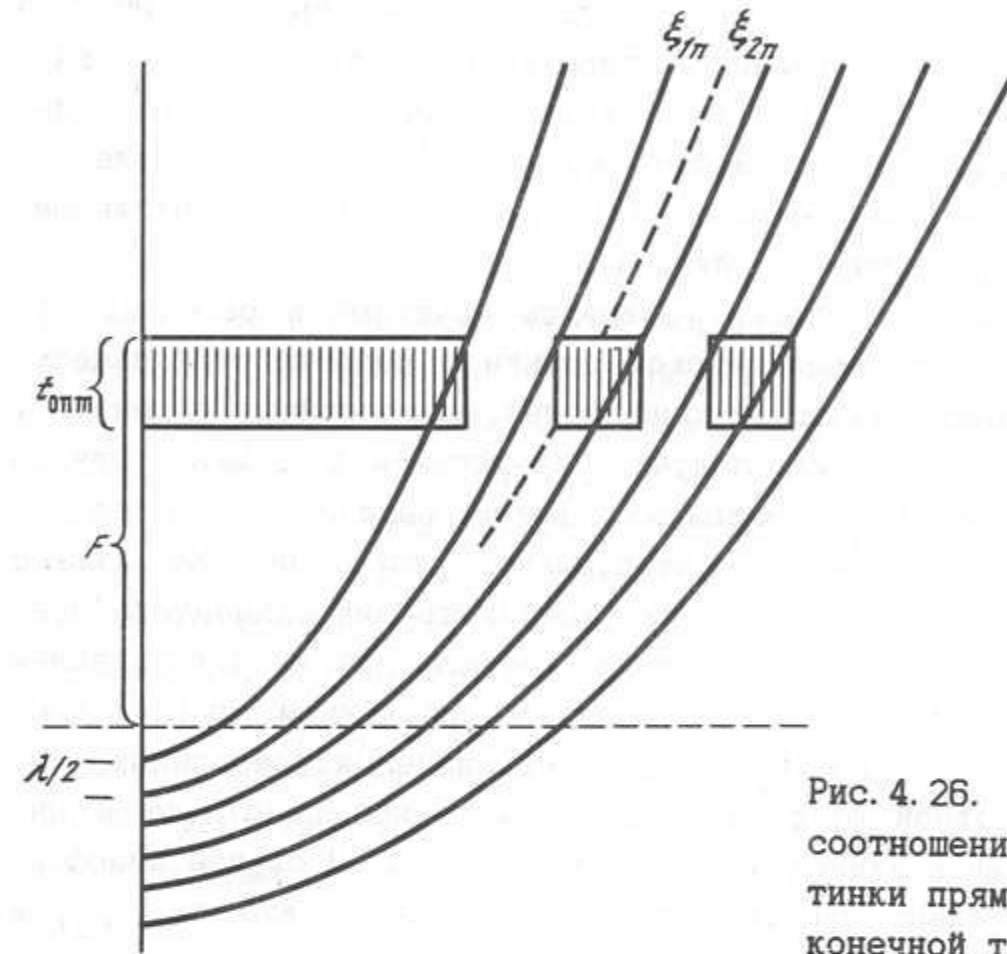


Рис. 4.26. К расчету фазовых соотношений для зонной пластинки прямоугольного профиля конечной толщины

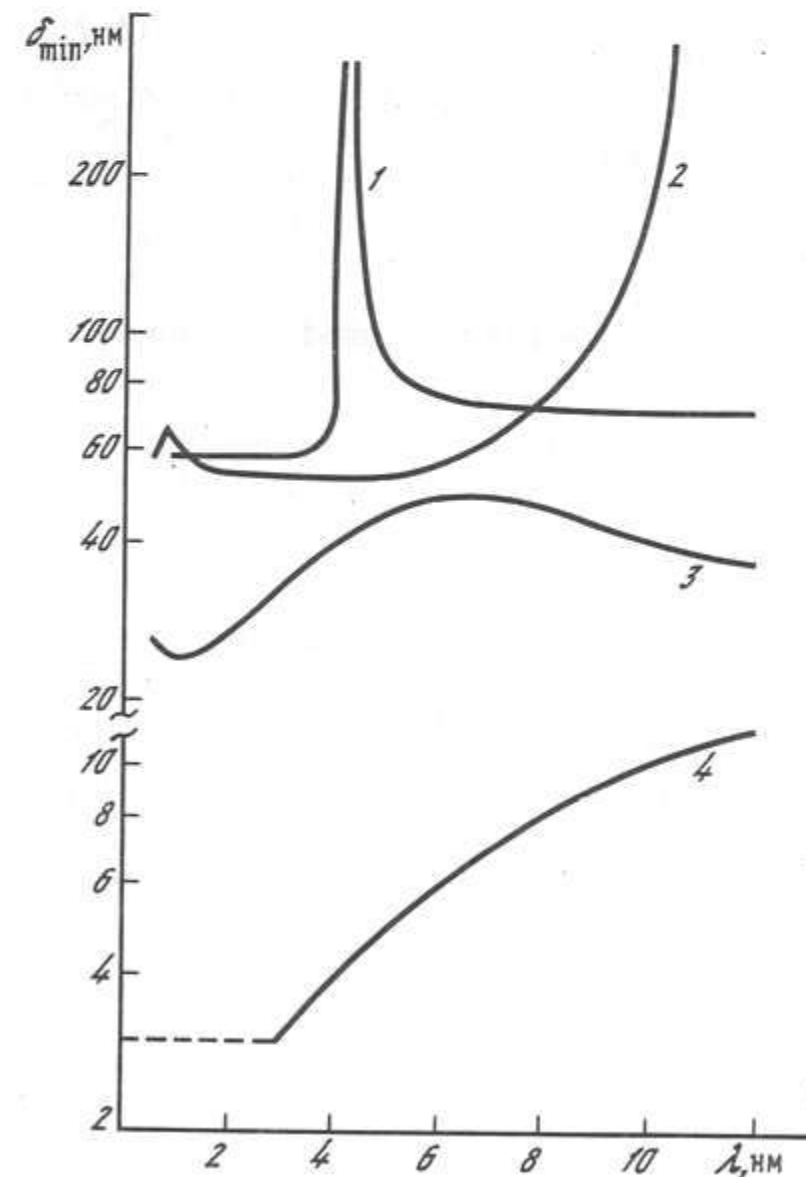


Рис. 4.27. Максимальное теоретическое разрешение зонных пластинок прямоугольного профиля для различных материалов  
1 - углерод; 2 - кремний; 3 - золото; 4 - БФЛ на основе Ni/C с периодом 3 нм

Важное преимущество по сравнению с другими методами - 100%-ная эффективность при использовании когерентного излучения. Основным недостатком этой схемы передачи изображений - необходимость периодического мультиплицирования элементов изображения. Как и все элементы френелевской оптики, эффект Тальбота обладает значительными хроматическими aberrациями (порядка  $\lambda$ ).

Брэгг-френелевские оптические элементы сочетают в себе высокую разрешающую способность френелевской оптики и высокую стабильность свойств многослойных зеркал. Использование многослойных покрытий в схеме Уолтера [147] позволяет получить разрешения до 1 мкм. Однако предельные возможности, по-видимому, можно реализовать только с помощью синтезированных БФЛ. Действительно, разрешение БФЛ даже с прямоугольным профилем штрихов может достигать дифракционного предела (порядка  $\lambda$ ). Такое разрешение достигается профилированием подложки на величину  $\lambda/2$  с последующим напылением многослойной структуры. На рис. 4.27 показаны расчетные значения предельных разрешений для углеродной фазовой прозрачной зонной пластинки и никель-углеродной БФЛ в зависимости от длины волны. В случае киноформной БФЛ фазовый сдвиг зависит от экстинкционной глубины  $t_{\text{экст}}$  и предельное разрешение определяется выражением

$$\delta_{\min} \sim \sqrt{\lambda t_{\text{экст}}} \quad (4.71)$$

Хроматические aberrации БФЛ минимизируются также за счет объемной дифракции и могут быть оценены из выражения

$$\delta_{\min} = \frac{\lambda}{2} \sqrt{\frac{F}{2t_{\text{экст}}}} \quad (4.72)$$

Остальные свойства БФЛ аналогичны френелевской зонной пластинке.

Возросший интерес к работам в области создания дифракционных элементов рентгеновской оптики в середине 70-х годов связан с появлением новых высокоразрешающих методов технологии микроэлектроники. Только с появлением рентгеновской и электронной литографии, плазмохимического травления, прецизионных технологий осаждения тонких пленок оказалось возможным реально изготовить структуры дифракционных элементов с размерами до нескольких сот ангстрем. В свою очередь, работы по созданию рентгеновской дифракционной оптики явились прекрасным полигоном для разработки и испытания новейших технологий микроэлектроники с нанометровым пространственным разрешением. По сравнению с традиционной электроникой дифракционная оптика предъявляет ряд жестких требований к технологии в отношении прецизионности формирования элементов топологий. Фазо-чувствительный характер приборов рентгеновской оптики определяет точность взаимного расположения элементов структуры. Так, если требуемое пространственное разрешение зонной пластинки равно 0,3 мкм, то диаметр кольца последней зоны должен быть выдержан с точностью до 0,1 мкм, что при апертуре в 500 мкм составляет  $2 \cdot 10^{-2}\%$ . Длина волны используемого рентгеновского излучения составляет 0,1-10 нм, что соответственно требует от технологии сравнимого пространственного разрешения. Во многих случаях создание рентгенодифракционных элементов требует управления профилем резистивной маски для использования специальных методов технологии (например, взрывной литографии). В общем случае топология дифракционного элемента представляет собой сложную структуру, описываемую кривыми 2-го и 3-го порядка, весьма необычную для традиционной микроэлектроники. Поэтому требуется гибкий метод формирования топологии с возможностью аналитического описания и коррекции возникающих искажений. В настоящее время только специализированная система электронной литографии способна удовлетворить таким жестким требованиям.

Все перечисленные требования легли в основу проекта создания специализированного комплекса технологий и аппаратуры электронной литографии для изготовления элементов рентгеновской дифракционной оптики, оптоэлектроники и акустоэлектроники [175]. Литографический комплекс был создан в ИПТМ АН СССР и использован для изготовления рентгенооптических элементов, описанных в данной книге.

## 5.1. Методы формирования структур рентгенодифракционных элементов

Оценим возможности альтернативных электронно-лучевой литографии методов формирования топологий элементов рентгеновской дифракционной оптики.

Лазерная голографическая литография. Наиболее развитым методом создания структур дифракционных решеток и зонной оптики является голографический метод [176, 177]. Основная идея этого метода заключается в использовании интерференционной картины двух когерентных лазерных пучков в видимом или ультрафиолетовом диапазонах длин волн. Однако в результате того, что при восстановлении такой "голограммы" используется излучение с длиной волны на два порядка меньше, чем при записи, возникают сильные аберрации. С этим явлением впервые столкнулся Габор, собственно и предложивший впервые метод голографии [178]. В наиболее простых случаях, например голограммы точки, проблему можно решить, компенсируя аберрации асферическими волновыми фронтами при записи. В соответствии с работой [177] процесс изготовления зонных пластинок голографическим методом состоит из следующих этапов:

- 1) расчет оптической схемы записи, обеспечивающей коррекцию аберраций при переходе от оптической к рентгеновской длине волны;
- 2) экспонирование слоя фоторезиста, нанесенного на стеклянную подложку, покрытую слоем полимера и золота;
- 3) проявление резиста, ионное травление золота через резистивную маску, удаление стеклянной подложки. В результате формируется зонная пластинка, состоящая из золотого маскирующего рисунка на тонкой полимерной мембране, прозрачной для рентгеновского излучения.

Использование ультрафиолетового излучения с длиной волны 257 нм (вторая гармоника аргонового лазера с  $\lambda = 514,5$  нм) позволяет изготовить зонные пластинки с размерами последней зоны до 0,055 мкм и числом зон до нескольких сотен. Применение метода интерференционного копирования такой зонной пластинки в мягком рентгеновском излучении в принципе должно обеспечить получение размера последней зоны в 0,018 мкм. Однако для реализации такого пути требуется преодолеть значительные экспериментальные трудности. С этим связано то, что до сих пор зонных пластинок, изготовленных голографическим методом с размерами меньше 0,055 мкм, не появилось.

Зонные пластинки, изготовленные голографическим методом в Геттингене, продемонстрировали широкие возможности рентгеновской микроскопии в реальных работах на источнике рентгеновского излучения в Западном Берлине (BESSI) и Орсе (ACO) [179, 180]. Основная трудность в создании микрозонных пластинок голографическим методом заключается в том, что толщина резиста на последних зонах должна сос-

тавлять несколько десятков нанометров (косинусоидальное распределение дозы экспонирования резиста). Это не позволяет получить конечный рисунок в металле с достаточной толщиной поглощенного слоя (соотношение высоты и ширины). Зонные пластинки, изготовленные голографическим способом, имеют малый контраст, и изображение, полученное с их помощью, требует тщательной апостериорной обработки. К недостаткам голографического метода следует также отнести отсутствие гибкости в изменении топологии оптического элемента, например получение эллипсоидальных зон. По-видимому, наиболее оптимально голографический метод применим при изготовлении конденсорных зонных пластинок, служащих для предварительной монохроматизации излучения и концентрации падающего потока на объект наблюдения [177]. Для конденсорных элементов требуется большой диаметр при относительно больших фокусных расстояниях. Следовательно, число зон таких пластинок должно достигать нескольких тысяч. Очевидно, что эта задача совершенно немыслима для других методов литографии. Разработанная в Геттингене схема получения конденсорных зонных пластинок позволяет изготовить зонные пластинки, состоящие из 15 000 зон с минимальным размером 0,15 мкм. Ограниченный аберрациями минимальный размер пятна таких зонных пластинок составляет 3-5 мкм.

Послойное напыление. Весьма перспективна предложенная теми же авторами технология получения "слоеных" зонных пластинок [181]. В этом методе зоны формируются поочередным напылением материалов с малым и большим коэффициентом поглощения на вращающуюся проволоку. Затем полученный многослойный "рулет" разрезается на отдельные зонные пластинки. Одна из основных проблем этого метода состоит в получении проволоки однородного диаметра с точностью до 10 нм. Собственно напыление слоев предлагается проводить в установке ионного распыления с вращающейся мишенью. Подобная технология позволяет получать слои материалов с точностью до  $10^{-4}$  толщины. Основная трудность возникает при разрезании "рулета" на отдельные зонные пластинки. Требуемая для нанометрового диапазона длин волн толщина среза менее 1 мкм оказывается чрезвычайно труднодостижимой. Недавно опубликованы результаты испытаний зонных пластинок, изготовленных по этой технологии, для диапазона длин волн жесткого рентгеновского излучения (8 кэВ) [182]. Пластинка состоит из 20 пар слоев кремния и вольфрама и имеет толщину 50 мкм (рис. 5.1). Большая длина зонной пластинки в этом случае снижает требования к процедуре разрезания "рулета", однако пространственное разрешение ограничивается величиной порядка 1 мкм. В эксперименте, опубликованном в [182], получен размер пятна фокусировки 5 мкм.

Ионно-лучевая литография. Начиная с 1980 г. стало публиковаться все большее количество работ по ионно-лучевой литографии со сфокусированным пучком ионов [183-187]. Этот факт был связан с разработ-

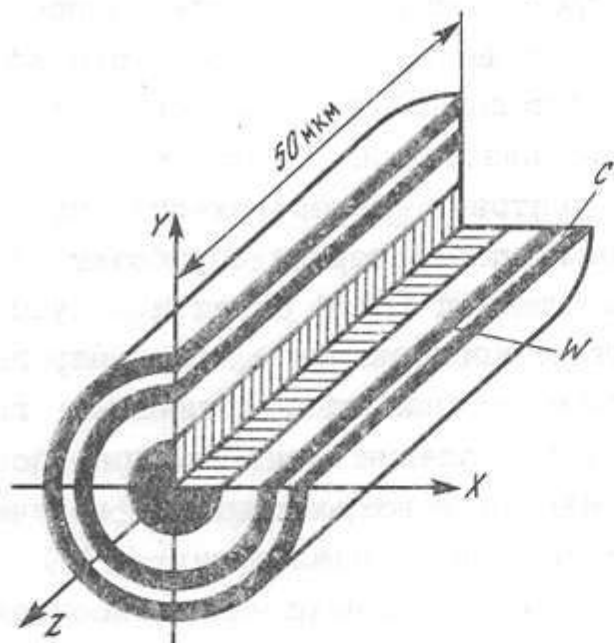


Рис. 5.1. "Слоистая" зонная пластинка из Si и W [182]

кой и промышленным освоением жидкометаллических источников ионов, систем прецизионной фокусировки и управления ионным пучком. По общим принципам построения литографические системы с ионными источниками сходны с электронно-литографическими. Основными достоинствами их являются следующие:

отсутствие эффектов близости при взаимодействии ионов с резистом и подложкой;

возможность прямого легирования локальных областей потоком ионов;

возможность травления поверхности субмикронным пучком ионов.

Пионерами в области создания систем ионно-лучевой литографии (ИЛЛ), по-видимому, является Центр нанолитографии в г.Осака (Япония). Здесь создан целый ряд образцов ионных литографов для лабораторных исследований. Практически одновременно фирма VG-IONICS (Англия) приступила к изготовлению первой коммерческой установки ионно-лучевой литографии IBL-100 с энергией зонда 100 кэВ и галлиевым жидкометаллическим источником ионов. До сих пор ионно-лучевая литография еще не вышла за пределы лабораторий, хотя количество публикаций на эту тему быстро нарастает. Кроме исследовательских лабораторий Японии, работы ведутся во Франции [186] и США (Корнельский университет) [184].

Туннельная литография. В настоящее время зарождается новый метод литографии с использованием туннельного микроскопа [188]. Разрешение этого процесса может достигать 1,0 нм и первые результаты показывают реальную возможность достижения этой цифры. Пока количество работ в этом направлении исчисляется единицами, однако в будущем этот метод может оказаться весьма полезным в технологии рентгеновской оптики.

Приведенные выше методы литографии, пригодные для создания диф-

ракционно-оптических элементов, так же как и рассматриваемая ниже электронно-лучевая литография, позволяют создать единичные экземпляры уникальных структур. Для реальных применений необходим поиск возможных методов для мелкосерийного производства элементов с воспроизводимыми параметрами.

Среди перспективных методов литографии, разрабатываемых для целей промышленной технологии микроэлектроники, наиболее высоким пространственным разрешением обладают методы, использующие ультрафиолетовое и вакуумное ультрафиолетовое излучение (УФ и ВУФ) [189], а также рентгеновское излучение.

УФ- и ВУФ-литография применима для мелкосерийного производства конденсорной зонной оптики и дифракционных оптических систем для проекционной УФ-литографии, где требуется разрешение 0,25-0,3 мкм. Принципы построения рентгеновской дифракционной оптики могут быть легко распространены на УФ- и ВУФ-область, что откроет новый этап в развитии литографических систем. Рентгеновская литография рассматривается как один из самых перспективных методов технологии XXI века, призванный заменить оптическую литографию [190 - 197]. Работы по развитию рентгеновской литографии активно ведутся во многих странах мира.

## 5.2. Использование электронной литографии для формирования топологий элементов рентгеновской оптики

### 5.2.1. Предельное разрешение электронно-оптических систем

Электронно-лучевая литография (ЭЛЛ) является в настоящее время основным методом генерации изображений топологий структур с субмикронными размерами элементов. Проблемам ЭЛЛ посвящено несколько монографий [191 - 193], поэтому в данной работе основное внимание будет уделено особенностям ЭЛЛ для создания элементов рентгенооптики.

Длина волны де Бройля для электронов с энергией  $W$  определяется как

$$\lambda_e = (150/W)^{1/2} \quad (5.1)$$

Если энергия электрона  $W$  измеряется в килоэлектронвольтах, то длина волны в формуле (5.1) измеряется в нанометрах и для энергии в 10 - 100 кэВ она равна 0,12 - 0,4 нм. Дифракционные явления для таких длин волн не существенны и не влияют на пространственное разрешение [198]. Основные характеристики, влияющие на пространственное разрешение процесса электронной литографии, - размер зонда и ускоряющее напряжение, связанные друг с другом.

Минимальный размер зонда зависит от aberrаций электронно-оптической системы, величины тока зонда и ускоряющего напряжения [199]:

$$d_z = C_s \alpha_{\text{опт}}^3 \quad (5.2)$$



где  $\alpha_{\text{опт}}$  - оптимальный угол сбора электронов в апертуре электронной линзы;  $C_s$  - коэффициент сферической аберрации электронной линзы. В случае термоэлектронной эмиссии или катода из гексаборида лантана оптимальный угол определяется из выражения

$$\alpha_{\text{опт}} = 0,93 i_0^{1/8} V_e^{-1/8} C_s^{-1/4}, \quad (5.3)$$

где  $i_0$  - ток электронного зонда;  $V_e$  - яркость катода.

Яркость электронной пушки, выражаемая в  $A/(cm^2 \cdot sr)$ , зависит от типа катода и ускоряющего напряжения:

$$V_e = 2,5 \cdot 10^6 J_e W_e / (\pi k_B T_e), \quad (5.4)$$

где  $J_e$  - плотность тока эмиссии;  $W_e$  - энергия электронов в эВ;  $T_e$  - температурный коэффициент катода;  $k_B$  - постоянная Больцмана. Реальные значения  $V_e$  при 30 кэВ для термоэмиссионных катодов из W и  $LaB_6$  равны соответственно  $4 \cdot 10^4$  и  $2,5 \cdot 10^2 A/(cm^2 \cdot sr)$

Таким образом, из (5.2) - (5.4) следует, что

$$d_3 = (J_e / W_e)^{3/8}. \quad (5.5)$$

Соотношение (5.5) показывает, что для термокатодов размер зонда растет пропорционально току и обратно пропорционально энергии электронов в степени 3/8.

Для получения максимального разрешения, следовательно, целесообразно уменьшить ток и увеличить ускоряющее напряжение. Однако в реальных условиях ток пучка нельзя уменьшать слишком сильно, так как доза, необходимая для экспонирования резистов, лежит в пределах  $0,01-1 \text{ Дж}/\text{см}^2$  для позитивных и  $10^{-4}-10^{-2} \text{ Дж}/\text{см}^2$  для негативных резистов. Поэтому для получения оптимального времени экспонирования ток пучка должен быть в пределах  $10^{-9}-10^{-8} \text{ А}$ . Следует отметить, что формула (5.5) получена для термоэмиссионного катода. В случае автоэмиссионной пушки зависимость размера зонда от тока пучка носит другой характер:

$$d_3 = i_0^{3/2}. \quad (5.6)$$

На рис. 5.2 приведены зависимости размеров зонда от тока пучка для трех типов электронных пушек: автоэмиссионной, термоэлектронной и  $LaB_6$  - при энергии электронов 30 кэВ [199]. Из рис. 5.2 следует, что размер зонда для автоэмиссионной пушки составляет единицы нанометров вплоть до тока пучка в 10 нА. С этой точки зрения автоэмиссионные катоды являются наилучшими для высокоразрешающей ЭЛЛ. Лучшие результаты по разрешающей способности процесса были получены именно с использованием автоэмиссионных катодов [200-203]. Примеры установок такого типа - модифицированные просвечивающие растровые электронные микроскопы НВ-5 и НВ-501 фирмы "Ви-Джи". Эти приборы успешно используются для создания уникальных экспериментальных

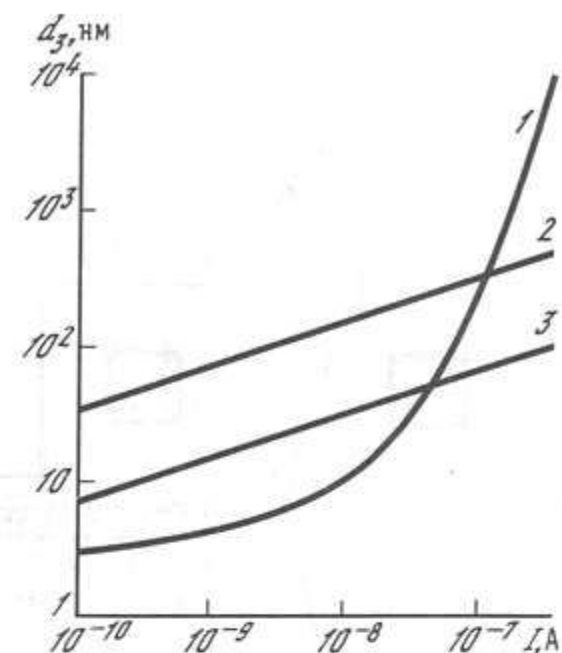


Рис. 5.2. Теоретическая зависимость диаметра электронного зонда от тока пучка [199]

1 - автоэмиссионная пушка; 2 - термоэлектронная пушка; 3 - пушка с катодом из  $La_2B_6$

структур и зонных пластинок с нанометровыми размерами зон [204-207].

ЭЛЛ открыла возможности создания приборов микроэлектроники на совершенно новых принципах. Высоковольтная ЭЛЛ с пучком круглого сечения и энергией зонда 50-100 кэВ позволяет создавать структуры с размерами элементов до 8 нм [208]. Работы в этой области размеров получили название "наноитографии". Область применения наноитографии, кроме создания дифракционно-оптических структур, - новая элементная база ЭВМ с размерами 10-100 нм. К ней относятся квантово-механические приборы, молекулярная электроника, баллистическая электроника и т. д.

#### 5.2.2. Аппаратурная реализация процесса электронно-лучевой литографии

Конструктивно электронно-литографическая установка представляет сложный комплекс оборудования, который содержит следующие важнейшие элементы (рис. 5.3):

- 1) электронно-оптическую систему, источник электронов и систему бланкирования пучка;
- 2) координатный стол с устройством прецизионного перемещения и лазерное интерферометрическое устройство для контроля положения;
- 3) миникомпьютер для управления работой всех систем.

Для обеспечения работы всех частей электронно-литографической установки она оборудована вакуумной системой, источниками стабилизированного питания и различным контрольным оборудованием.

По принципам формирования топологических рисунков системы ЭЛЛ можно классифицировать на сканирующие, векторного сканирования, с программируемым профилем пучка, проекционные и многолучевые [191-193,209].

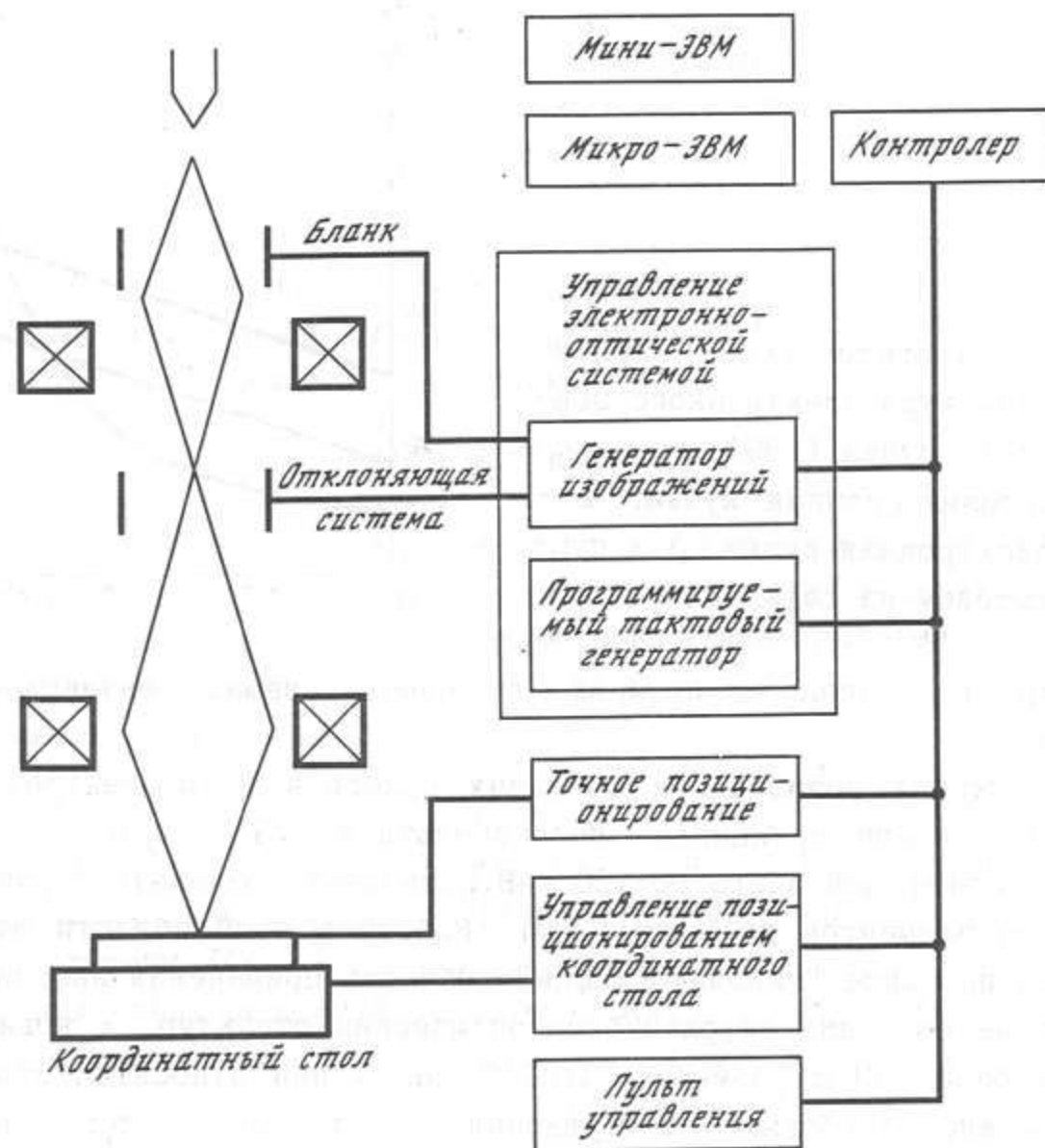


Рис. 5. 3. Структурная схема установки электронно-лучевой литографии

Системы ЭЛЛ с пучком круглого сечения, работающие по принципу векторного сканирования, обладают весьма малой производительностью. Однако точность воспроизведения размеров структур в этих системах гораздо выше, чем в более производительных векторных системах с программируемой формой пучка. Интенсивные электронные пучки в установках векторного сканирования успешно применяются для создания структур по безрезистной технологии. В работе [210] зонные пластинки с размерами до 15 нм создавались прямой карбонизацией тонкой пленки масла под действием интенсивного электронного пучка. В работе [211] литографический процесс с высоким разрешением был реализован при разложении металлоорганических соединений электронным пучком. Использование электронно-стимулированных химических реакций позволило реализовать дифракционные решетки из меди в матрице поливинилового спирта с субмикронным разрешением [212].

Рассмотрим систему ЭЛЛ, использованную в [67, 81, 153, 158, 161,

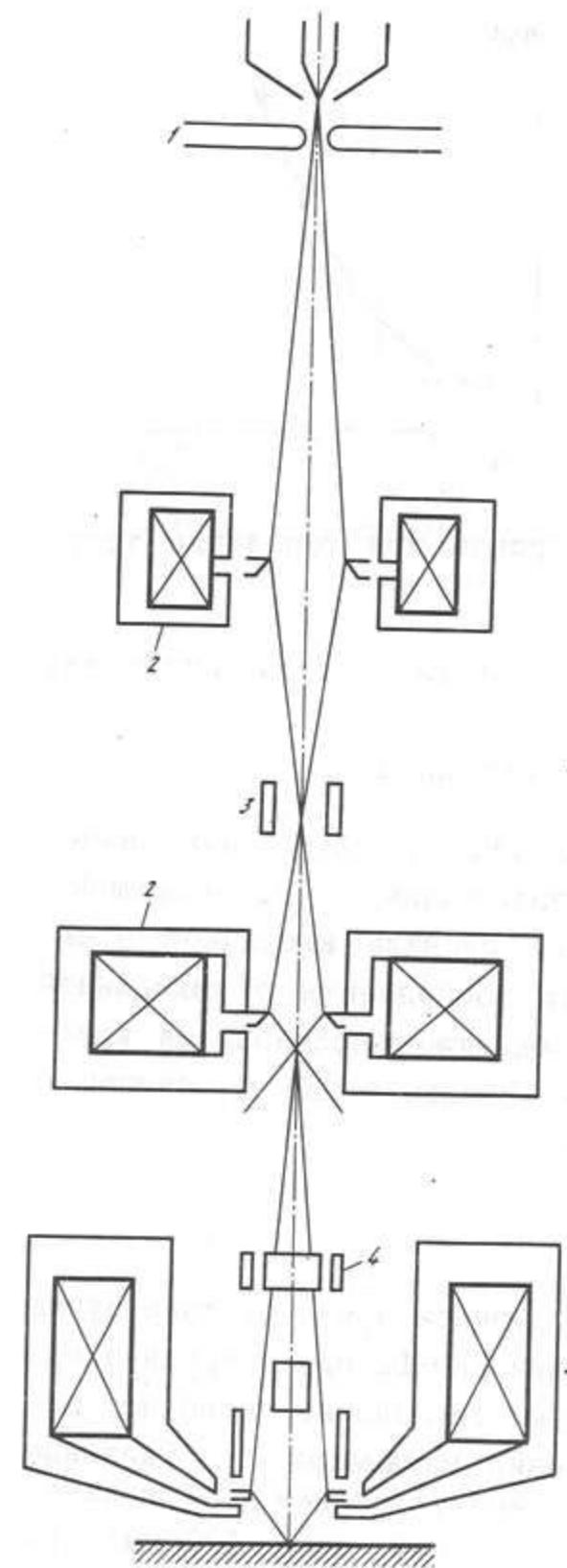


Рис. 5. 4. Структурная схема электронно-оптической части установки электронно-лучевой литографии

1 - электронная пушка с  $\text{La}_2\text{B}_6$ -катодом; 2 - конденсорные линзы; 3 - гасящие и отклоняющие пластины; 4 - отклоняющая система; 5 - линза объектива

162, 164] для изготовления фазовых зонных пластинок и брэгг-френелевских элементов. В качестве базовой системы была использована установка ZRM-12 производства фирмы "Carl Zeiss Jena".

Упрощенная структурная схема электронно-оптической части установки представлена на рис. 5. 4. Электронная пушка формирует пучок электронов, который системой линз фокусируется на подложку с резистом. Системы отклонения и бланкирования, управляемые от ЭВМ, позволяют проводить облучение заданных областей резиста и таким образом формировать требуемую топологию. Система перемещения стола обеспечивает прецизионное движение пластины в горизонтальной плоскости в двух направлениях посредством шаговых двигателей. Контроль положения стола проводится с помощью лазерного интерферометра. Типичная точность измерения  $\pm 0,04$  мкм (ZRM-12, 20).

Размер рабочего поля (без перемещения стола) ограничен дисторсией электронно-оптической системы и выбирается в зависимости от требуемой точности создания структуры, в соответствии со свойствами электронной оптики и величиной шага пучка, управляемого ЭВМ через цифро-аналоговые преобразователи. При использовании 14-битного цифро-аналогового преобразователя и поля экспонирования  $1 \times 1$  мм шаг пучка составляет 0,0625 мкм.

Как уже указывалось, одним из основных параметров установки является размер электронного зонда. Рассчитанные в (5.2) и (5.5) диаметры зонда являются предельно возможными для данного типа электронно-оптической системы.

Ниже приведен пример экспериментальных измерений реальных радиальных

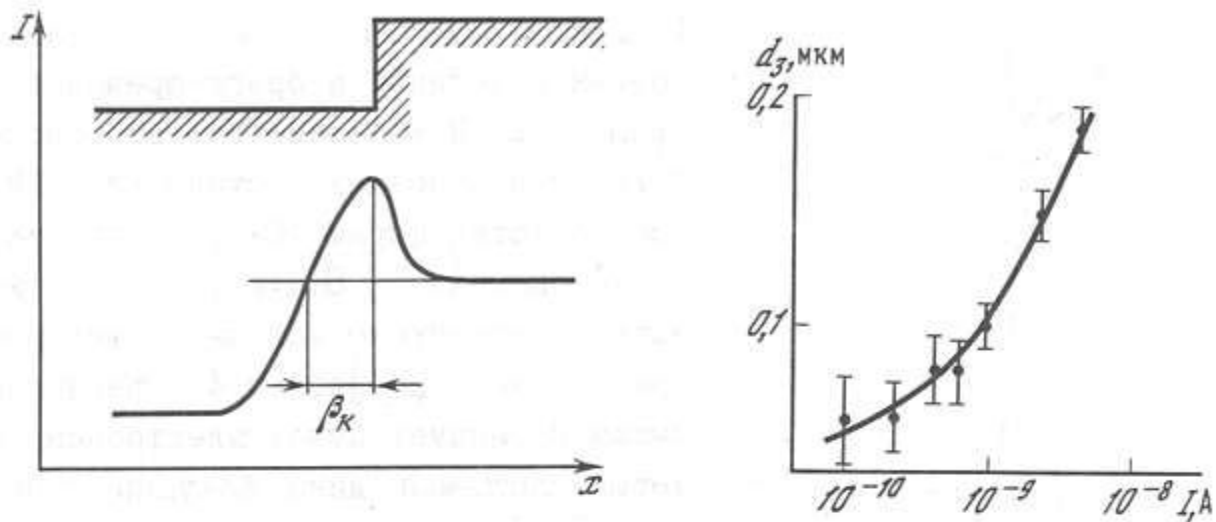


Рис. 5.5. Сигнал детектора вторичных электронов при топологии тест-объекта в виде ступеньки

Рис. 5.6. Зависимость диаметра электронного зонда от тока пучка для установки ZRM-12

Сплошной линией показана теоретическая зависимость

размеров зонда, проведенных на установке ZRM-12 при разных значениях тока пучка. Для измерений использовался способ, заключающийся в определении размера области увеличения сигнала вторичной электронной эмиссии при наблюдении контраста изображения от идеальной ступеньки (рис. 5.5). В качестве тест-объекта использовался кристаллографический скол кристалла кремния. Размер зонда  $d_3$  связан с величиной  $\beta_k$  (см. рис. 5.5):

$$d_3 = 1,6 \beta_k / M,$$

где  $M$  - увеличение.

На рис. 5.6 представлена зависимость размера зонда от тока пучка для идеальной системы и реальной установки ZRM-12 при энергии зонда 30 кэВ. При токах зонда меньше  $10^{-10}$  А шумы сигнала не позволяют получить надежные экспериментальные значения параметра  $d_3$ . Реальные величины диаметра зонда в электронно-лучевой установке с термокатодом составляют 50 - 100 нм (для катода из  $\text{LaB}_6$  25 - 500 нм) для ускоряющего напряжения 30 кВ. Реальные структуры в резисте имеют размеры в 5-10 раз больше. Наблюдается сильное взаимное влияние близкорасположенных структур, увеличение и искажение их размеров.

Для того чтобы получить субмикронные размеры структуры, недостаточно иметь только малый размер электронного зонда. Начиная с размеров 0,5 - 1 мкм основными процессами размытия изображения становятся вторичные процессы рассеяния энергии падающих электронов в резисте и подложке. Совокупность этих процессов получила название эффектов близости, описывающих в общем случае трехмерное распределение поглощенной в резисте энергии электронов первичного пучка.

### 5.2.3. Физический механизм искажения размеров структур в электронно-лучевой литографии

Экспериментально показано, что этот эффект для пучков электронов с энергией в 30 кэВ и полимерных резистов имеет дальность действия 3-5 мкм. Среди основных механизмов этого явления следует выделить два основных: обратное рассеяние электронов первичного пучка от подложки и процесс проявления (обработки) резиста. Исследованиям этого явления посвящено большое количество работ и монографий [213-225]. В эксперименте проявляется одновременное действие нескольких механизмов, поэтому рассмотрим практический пример измерения интегрального вклада в размеры структуры для установки с гауссовым распределением энергии по пучку и круглой формой фокального пятна [223]. Если принять характерный размер пучка за величину  $d_3$ , то дифференциальное распределение потока электронов через поверхность резиста равно

$$dP(r) = [P_0 / (\pi d_3^2)] \exp(-r^2/d_3^2) r dr, \quad (5.7)$$

где  $r$  - расстояние от оси пучка;  $P_0$  - интенсивность исходного пучка в максимуме. В результате взаимодействия с материалом подложки электронный пучок рассеивается, создавая целый ряд вторичных фотонных и корпускулярных излучений, - истинно вторичные электроны с энергией до 50 эВ, отраженные электроны с энергией близкой к энергии первичного пучка, вторичные электроны с энергией до 500 эВ, вторичное рентгеновское излучение, катодолюминесценция и т.д. Эффективности этих процессов различны. Как показали экспериментальные измерения, основной вклад в экспозицию резиста дают электроны с энергией до 3 кэВ [224]. Вторичным рентгеновским излучением можно пренебречь. Принимая во внимание физическую картину процесса, можно записать, что в каждой точке дифференциальная функция рассеяния энергии имеет вид

$$\Phi(r) = \frac{dP(r)}{\pi Q_0} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\eta_i}{\alpha_i^2} \exp(-r^2/\alpha_i^2), \quad (5.8)$$

где  $Q_0$  - нормировочный коэффициент;  $\eta_i$  - относительный вклад каждой компоненты процесса в экспозицию резиста;  $\alpha_i$  - геометрические параметры функции рассеяния, соответствующие  $i$ -му процессу.

Если предположить, что основными процессами являются прямое и обратное рассеяние электронов первичного пучка, то  $\Phi(r)$  можно представить в виде только двух членов:

$$\Phi(r) = \left\{ dP(r) / [\pi(1+Q)] \right\} \left[ \alpha_1^{-2} \exp(-r^2/\alpha_1^2) + \eta_2 \alpha_2^{-2} \exp(-r^2/\alpha_2^2) \right], \quad (5.9)$$

где  $\eta_1 = 1$ , а  $Q = 1 + \eta_2$ ,  $\eta_2$  - коэффициент обратного рассеяния.

Проведя свертку исходного распределения пучка с функцией рассеяния, получим

$$D(r) = \frac{P_0 \tau_0}{\pi(1+Q)} \left[ \frac{1}{\alpha_1^2 + d_3^2} \exp\left[-\frac{r^2}{\alpha_1^2 + d_3^2}\right] + \eta \frac{1}{\alpha_2^2 + d_3^2} \exp\left[-\frac{r^2}{\alpha_2^2 + d_3^2}\right] \right], \quad (5.10)$$

где  $\tau_0$  - время экспонирования структуры. При выводе этой формулы сделано предположение, что плотность поглощенной в резисте энергии пропорциональна интенсивности потока электронов первичного пучка. Элементы рентгеновской оптики имеют, как правило, линейную структуру либо структуру, описываемую кривыми второго порядка с относительно большими радиусами кривизны. Поэтому в большинстве случаев достаточно знания линейной функции рассеяния. Для перехода от точечной функции близости к линейной надо учесть дискретный шаг системы экспонирования и провести суммирование по всем шагам. Тогда линейная функция распределения плотности поглощенной энергии [223]

$$D(x) = \frac{P_0 \tau_0 \sum \alpha_1'}{\pi(1+Q)(\alpha_1^2 + d_3^2)} \left[ \exp\left[-\frac{x^2}{\alpha_1^2 + d_3^2}\right] + C \exp\left[-\frac{x^2}{\alpha_2^2 + d_3^2}\right] \right], \quad (5.11)$$

где

$$C = \eta_2 \frac{(\alpha_1^2 + d_3^2) \sum \alpha_2'}{(\alpha_2^2 + d_3^2) \sum \alpha_1'}$$

$$\sum \alpha_1' = \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left[-\frac{n^2 \Delta y^2}{\alpha_1^2 + d_3^2}\right], \quad \sum \alpha_2' = \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left[-\frac{n^2 \Delta y^2}{\alpha_2^2 + d_3^2}\right],$$

$\Delta y$  - шаг луча по оси  $y$ .

Таким образом, распределение плотности поглощенной энергии по координате  $x$  для линейной структуры, бесконечной в направлении  $y$ ,

$$D(x) = \frac{P_0 \sum \alpha_1'}{\pi(1+Q)(\alpha_1^2 + d_3^2)} \sum_{i=1}^{\infty} \tau(x_i) \left\{ \exp\left[-\frac{(x-x_i)^2}{\alpha_1^2 + d_3^2}\right] + C \exp\left[-\frac{(x-x_i)^2}{\alpha_2^2 + d_3^2}\right] \right\}, \quad (5.12)$$

где  $P_0$  - пиковая интенсивность потока электронов;  $\tau(x_i)$  - время экспонирования в  $i$ -й точке. Суммирование ведется по всем координатам  $x_i$  структуры с шагом  $\Delta x$ . В общем виде формулу (5.12) можно представить как

$$D(x) = P_0 \sum_{i=1}^{\infty} \tau(x_i) \phi_{\text{лин}}(x-x_i), \quad (5.13)$$

где

$$\phi_{\text{лин}}(x) = \frac{\sum \alpha_1'}{\pi(1+Q)(\alpha_1^2 + d_3^2)} \left[ \exp\left[-\frac{x^2}{\alpha_1^2 + d_3^2}\right] + C \exp\left[-\frac{x^2}{\alpha_2^2 + d_3^2}\right] \right]$$

- линейная функция размытия изображения с учетом дискретности шага экспонирования.

#### 5.2.4. Алгоритм коррекции эффектов близости

Искажения структуры в резисте, возникающие после экспонирования и обработки, определяются в основном тремя причинами. Во-первых, - это эффекты рассеяния первичного пучка в резисте и подложке, во-вторых, влияние процесса проявления и, в третьих, дискретный характер движения пучка [225]. Экспериментально показано, что ошибка в дозе экспонирования элемента размером 0,3 мкм не должна превышать 20%.

Исходя из формулы (5.13) с помощью довольно простой итерационной процедуры можно восстановить время экспонирования  $\tau(x_i)$ , необходимое для получения заданного распределения поглощенной дозы. В качестве нулевого приближения времени экспонирования структуры естественно взять

$$\tau^{(0)}(x) = D(x)/P_0, \quad (5.14)$$

т.е. не учитывать эффекты близости. Приближенные значения  $\tau^{(k)}$  можно искать по итерационной формуле

$$\tau^{(k+1)}(x) = \frac{D(x) \tau^{(k)}(x)}{\sum_{i=1}^{\infty} \tau^{(k)}(x) \phi_{\text{лин}}(x-x_i)}. \quad (5.15)$$

Дальнейшим шагом в повышении точности создания профиля структуры является учет процесса проявления, т.е. нахождение такого времени экспонирования  $\tau > 0$ , чтобы в конечном итоге после проявления в течение времени  $\tau_{\text{пр}}(x)$  резист принял заданную форму  $Z(x)$ . В работах [226, 227] подробно рассмотрена модель изотропного локального проявления полимерных резистов. Итерационный алгоритм, рассмотренный в [228, 229], во-первых, позволяет учесть процесс проявления как корректирующий фактор. Во-вторых, данная итеративная схема автоматически исключает появление отрицательных значений и требует весьма небольшого объема машинной памяти.

#### 5.3. функция рассеяния энергии первичного электронного пучка и ее свойства

##### 5.3.1. Влияние физических свойств подложки

Параметры функции рассеяния энергии первичного пучка определяются физическими свойствами материала подложки и резиста. Важное место в разработке физических основ технологии элементов рентгенооптики занимает изучение влияния на процесс экспонирования вторичной эмиссии, энергетического спектра обратноотраженных электронов, их угло-

вого распределения, а также процессы зарядки. Предварительную оценку свойств соответствующего материала можно провести с помощью формулы Грина [230], описывающей зависимость длины пробега электронов от плотности вещества и энергии первичного пучка:

$$r_e = 0,046W^{1,75}/\rho, \quad (5.16)$$

где  $r_e$  - длина пробега, мкм;  $\rho$  - плотность, г/см<sup>3</sup>;  $W$  - энергия зонда, кэВ. Согласно этой формуле, длина пробега электронов в легких материалах больше, и, следовательно, они проходят без особого рассеяния большее расстояние.

На этом эффекте основана технология создания прозрачных зонных пластинок на тонких мембранах, так как по формуле (5.16) пробег электронов с энергией 30 кэВ в полиимиде составляет примерно 13 мкм. При толщине мембраны 1 мкм через нее проходят насквозь примерно 99% электронов первичного пучка. Вклад в экспозицию от обратноотраженных электронов настолько мал, что им можно пренебречь. Вылетающие из мембраны истинно вторичные электроны с энергией в единицы электронвольт имеют длины пробега 10 нм и не влияют на процесс экспонирования [224]. Следовательно, при использовании полиимидной мембраны в качестве подложки экспонирование резиста ведется только электронами первичного пучка.

Такого же эффекта можно добиться, используя полиимидную мембрану в качестве промежуточного слоя между кремниевой подложкой и резистом (двуслойный резист). На рис. 5.7 показаны дозовые характеристики резиста полиметилметакрилата (ПММА) толщиной 0,3 мкм, нанесенного на свободновисящую полиимидную мембрану, полиимидную мембрану с подложкой кремния, чисто кремниевую подложку и подложку из LiNbO<sub>3</sub> с пленкой титана [224]. Как следует из зависимостей, приведенных на рис. 5.7, промежуточный слой из полиимиды толщиной около 1,0 мкм позволяет полностью устранить влияние подложки. На основании данных дозовой характеристики можно определить вклад обратноотраженных электронов в величину поглощенной резистом энергии. Поскольку чувствительности резиста, измеренные по кривым 1, 2 и 3 на рис. 5.7, не совпадают, то очевидно, что это различие обусловлено воздействием электронов, вылетевших из подложки.

Вклад в общую дозу облучения этого процесса можно оценить по формуле

$$\Delta D = (D_1 - D_0)/D_0, \quad (5.17)$$

где  $D_0$ ,  $D_1$  - дозы облучения, необходимые для проявления резиста до мембраны и до подложки соответственно.

Для кремниевой подложки вклад обратноотраженных электронов составил  $\Delta D = 0,51$ . Это означает, что при одинаковом времени экспонирования и токе пучка элементы топологии на кремниевой подложке

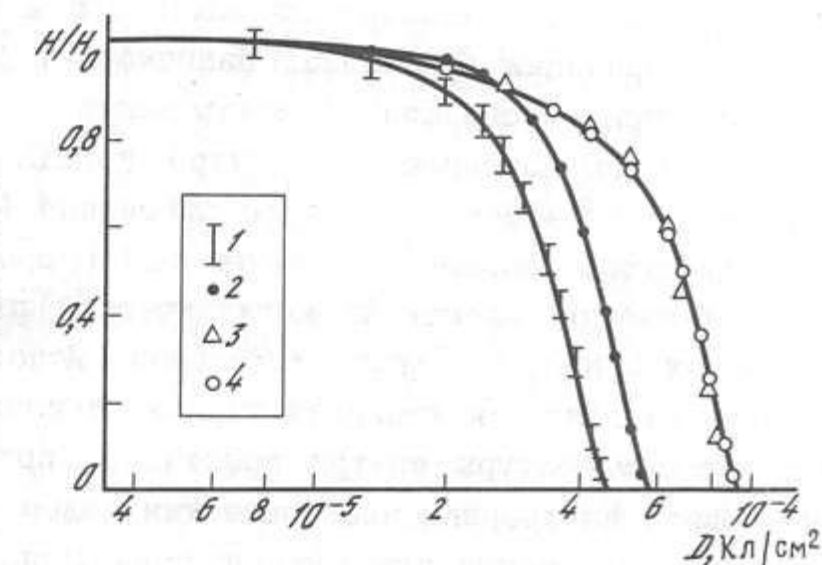


Рис. 5.7. Дозовые характеристики электронного резиста, экспонированного на подложках из кремния (1), ниобата лития (2), полиимиды на кремнии (3) и полиимиды (4) [224]

получают экспозицию в 2 раза больше, чем на полиимидной мембране. Дозовые характеристики, приведенные на рис. 5.7, позволяют сделать оценку энергий электронов, дающих максимальный вклад в дополнительную дозу экспонирования. Действительно, при толщине слоя полиимиды 0,4 мкм, нанесенного на кремниевую подложку, результаты экспонирования не отличаются от таковых на свободновисящей мембране. Электроны высоких энергий при прохождении полиимиды теряют небольшую часть энергии. Удельные потери пучка с энергией в 20 кэВ составляли 2 эВ/нм. Полные потери для толщины 0,4 мкм составят 800 эВ. Заметное ослабление в пленке испытывают лишь электроны с энергиями до 5 кэВ. Отсюда можно сделать вывод, что именно эти электроны и дают основной вклад в "эффект близости".

Однако во многих случаях произвольный выбор подложки невозможен (например, при создании брэгг-френелевских элементов, модуляторов рентгеновского излучения). Особые сложности вызывает создание с помощью электронно-лучевой литографии структур рентгеноакустических модуляторов, описанных, например, в [173,174]. Для возбуждения поверхностной акустической волны (ПАВ) на подложке необходимо сформировать периодическую металлизированную структуру (встречно-штыревой преобразователь). Высокочастотные устройства на ПАВ требуют создания электродов шириной менее 1 мкм, следующих с таким же шагом. В качестве подложек для создания таких устройств применяются пьезоэлектрические материалы - пьезокварц, ниобат лития и т.д. Из-за диэлектрических свойств подложки, происходит накопление локального отрицательного заряда. Нанесение проводящей металлической пленки на поверхность кристалла частично снимает влияние этого эффекта. Однако сегнетоэлектрики обладают свойством спонтанной поляризации. Глубина проникновения электронов с энергией 30 кэВ составляет для LiNbO<sub>3</sub> величину около 2 мкм. Эти электроны создают поляризованные области, оказывающие влияние на рассеяние электронов первичного пучка даже сквозь металлическую пленку [232].

Направление действия этого эффекта на увеличение или подавление

"эффекта близости" зависит от исходного направления вектора спонтанной поляризации кристалла. Например, в работе [232] было показано, что при литографии по поверхности Y-Z-среза кристалла  $\text{LiNbO}_3$  с вертикально направленным внутрь кристалла вектором спонтанной поляризации  $P_s$  эффект обратного рассеяния (по сравнению с кремниевой подложкой) меньше. В работе [233] продемонстрирована возможность отказа от напыления металлической пленки при литографии на кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  127°-ного Y-Z-среза. Используя физические свойства подложки  $\text{LiNbO}_3$  как пьезоэлектрика, оказалось возможным, создавая градиент температуры внутри кристалла, практически полностью компенсировать внутренним электрическим полем "эффект близости". Действительно, первичный электронный зонд вызывает разогрев подложки в месте экспонирования структуры:

$$\Delta T = P / (4,27 d_3 q_T \tau), \quad (5.18)$$

где  $\Delta T$  - разогрев подложки электронным зондом, К;  $P$  - мощность электронного зонда, Вт;  $d_3$  - диаметр электронного зонда, см;  $q_T$  - коэффициент теплопроводности ( $4,6 \cdot 10^{-1} \text{ Дж}/(\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{К})$ ) [234];  $\tau$  - время воздействия пучка, с.

Разогрев подложки  $\Delta T$  за счет пьезоэффекта приводит к образованию отрицательного заряда поверхности с плотностью

$$\Delta Q_i^s = q_1 \Delta T, \quad (5.19)$$

где  $q_1$  - пьезокоэффициент (для  $\text{LiNbO}_3$  при 300К  $q_1=0$ ,  $q_2=0$ ,  $q_3 = -4,8410 \text{ Кл}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^2)$ ) [234]).

Экспонирование с дозой  $2 \cdot 10^{-2} \text{ Кл}/\text{м}^2$  приводит к разогреву подложки на 15°С. Плотность заряда, согласно (5.19) для 127°-ной ориентации достигает  $-5 \cdot 10^{-6} \text{ Кл}/\text{м}^2$  [233]. Суммарный поверхностный отрицательный заряд, внесенный электронным пучком и наведенный спонтанной поляризацией, приводит к изменению эмиссии вторичных электронов из подложки и размытию изображения литографируемой структуры (рис. 5.8, а). Охлаждение нижней поверхности образца микрохолодильником Пельтье на 5,4 К приводит к появлению компенсирующего положительного пьезозаряда на поверхности кристалла  $Q^s = 2,1 \cdot 10^{-4} \text{ Кл}/\text{м}^2$ . Он полностью компенсирует пьезозаряд, возникающий в результате воздействия пучка, и частично собственно заряд, внесенный пучком (рис. 5.8, б). При увеличении разницы температур до 10,7 К происходит практически полное подавление эффектов близости ( $Q^s = 4,1 \cdot 10^{-4} \text{ Кл}/\text{м}^2$ ) и создание устойчивого положительного заряда на поверхности кристалла (рис. 5.8, в). По расчетам заряд, вносимый пучком, равен  $(2-5) \cdot 10^{-4} \text{ Кл}/\text{м}^2$  на поверхности кристалла. Для сравнения на рис. 5.8, г приведена та же топология, экспонирование которой произведено с нагревом обратной стороны кристалла. Возникновение большого отрицательного заряда приводит к полному размытию экспонируемой

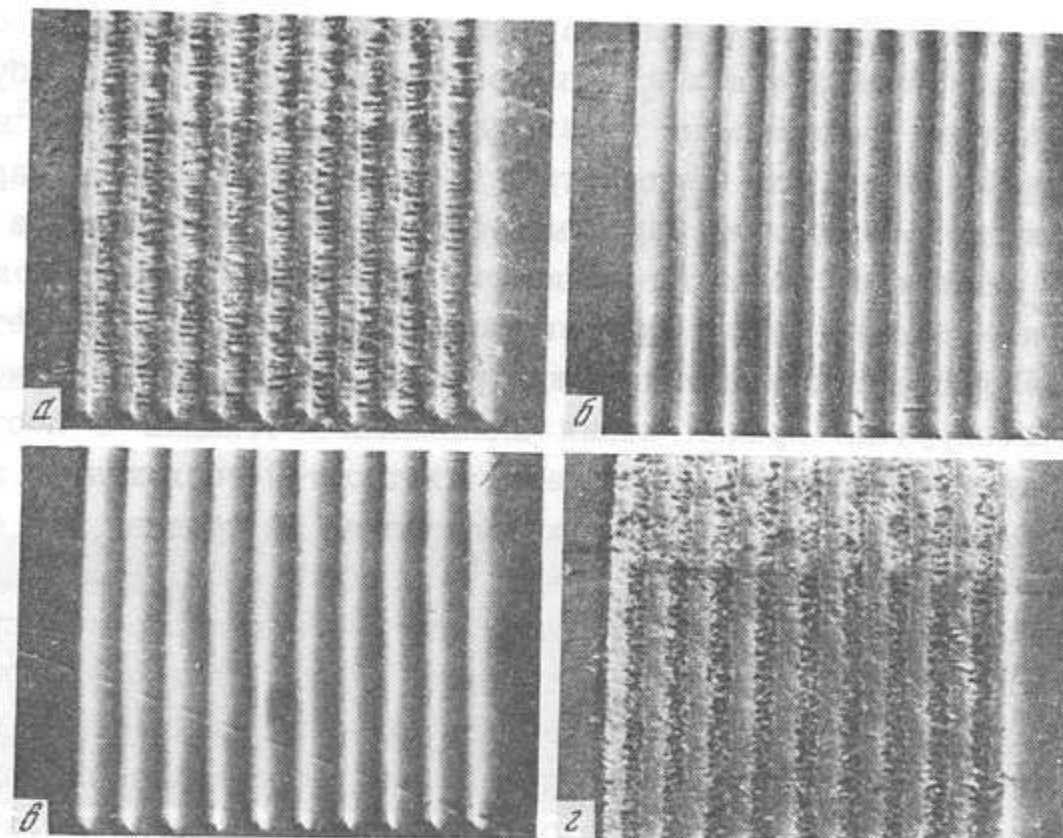


Рис. 5.8. Микрофотографии тест-структуры с периодом 2 мкм, полученные прямым электронно-лучевым экспонированием поверхности кристалла ниобата лития, покрытого негативным электронным резистом [233]  $\Delta T$  К: а - 0; б - -5,4; в - -10,7; г - 14,2

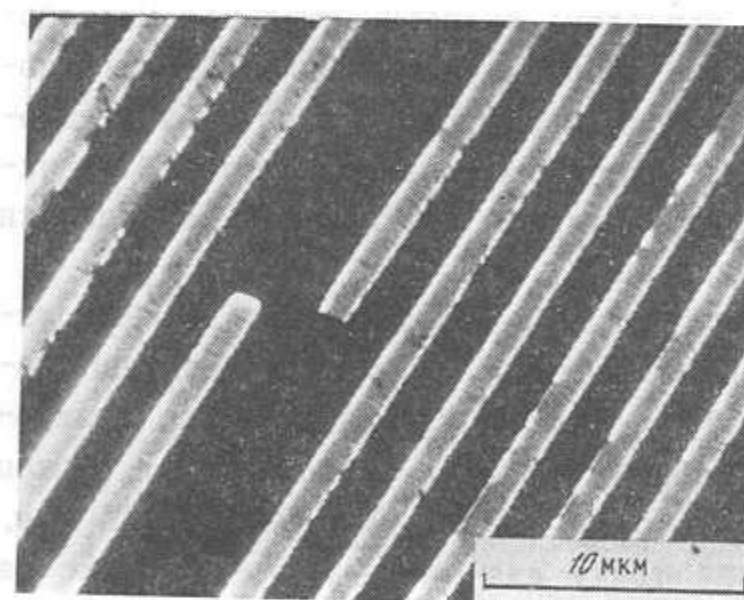


Рис. 5.9. Фрагмент структуры встречно-штыревых преобразователей на поверхности  $\text{LiNbO}_3$  на частоту 580 МГц [235]

структуры. Фрагмент встречно-штыревого преобразователя, использованного для возбуждения поверхностной акустической волны на частоте 580 МГц, показан на рис. 5.9.

### 5.3.2. Измерение экспериментальных параметров рассеяния энергии в электронном резисте

Для расчета реального профиля поглощенной в резисте энергии необходимо знать экспериментальные значения  $d_3$ ,  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ . Размер электронного зонда  $d_3$  измеряется независимо в соответствии с процедурой,

описанной выше. Для измерений параметров  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  предложено большое количество различных моделей, однако большинство из них требует задания довольно произвольных начальных данных. Предложенный в [223] способ свободен от этих недостатков и позволяет получить параметры в явном виде, без заранее заданных условий. Он заключается в следующем. На подложке, покрытой резистом, экспонируют прямоугольник с линейно нарастающей дозой экспонирования от 0 до  $D_0$ , соответствующей проявлению резиста до подложки (рис. 5.10, а, б). По прямоугольнику экспонируется прямая линия минимальной толщины с постоянной дозой облучения. Аддитивное сложение плотностей поглощенной энергии прямоугольника и линии приводит к увеличению ее толщины при больших дозах в нижней части прямоугольника (рис. 5.10, в, г). Если использовать приближение, согласно которому при высококонтрастном проявлении граница резиста соответствует линии равной плотности поглощенной энергии  $W_0$ , то линия, описывающая границу проявленной до подложки поверхности, будет соответствовать распределению, описываемому формулой (5.12). В отличие от других методик функция распределения поглощенной энергии определяется целиком, в том числе и в области вблизи оси ординат.

Следует отметить, что для разных сочетаний резиста и подложки, толщины резистивных масок параметры функций  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ , будут различны, так как они представляют собой результат интегрального воздействия многих факторов. На рис. 5.11 приведена экспериментальная микрофотография тестовой структуры, полученной в ПММА, нанесенном на поверхность кремния. Метки вдоль клина экспозиции соответствуют изменению дозы экспонирования [223]. Измерение размеров тестовой структуры позволяет получить зависимость ширины проявленной до подложки части структуры от дозы экспонирования.

Примером использования данного способа может служить процесс изготовления гальванических зонных пластинок. Пластина кремния, покрытая слоем никеля толщиной 50 нм (основы гальванического осаждения) и слоем резиста ЭПЛ-20 толщиной 0,6 мкм, экспонируется пучком электронов с энергией 30 кэВ с током 35 нА. Шаг луча 0,125 мкм, время экспонирования 528 мкс на точку для линии и 0 - 600 мкс на точку для клина. Метки расположены на расстояниях, соответствующих изменению падающей дозы на 3,8 мкКл/см<sup>2</sup>. На рис. 5.12 показана зависимость, полученная измерением полуширины проявленного до подложки пространства, разделяющего границы резиста. Она аппроксимирована кривой, описываемой суммой трех гауссиан:

$$D_{\text{доп}}(x) = \sum_{i=1}^3 A_i \exp\left[-\frac{x^2}{\alpha_i^2}\right], \quad (5.20)$$

где  $D_{\text{доп}}$  - дополнительная к поглощенной из прямого пучка доза экспонирования, необходимая для проявления резиста до подложки. Она

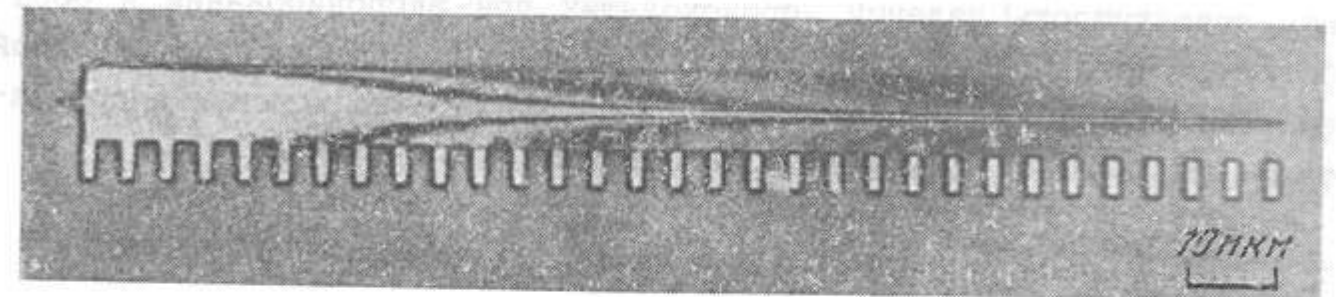
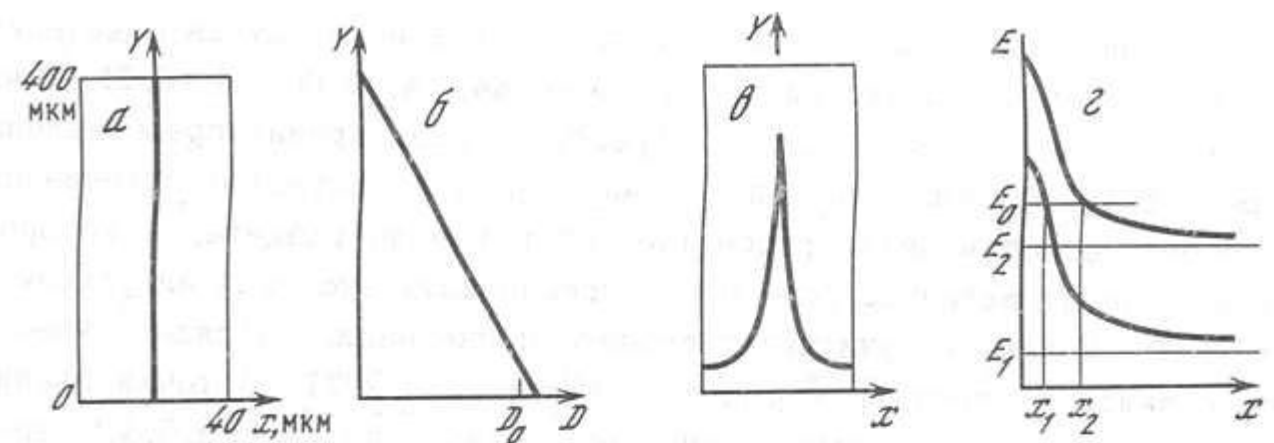


Рис. 5.10. Исследование взаимодействия электронного зонда с подложкой а - тестовая структура; б - распределение дозы облучения по тестовой структуре; в - тестовая структура после проявления; г - полуширина проявленной области

Рис. 5.11. Микрофотография тестовой структуры после проявления (шаг меток дозы экспонирования 10 мкм) [223]

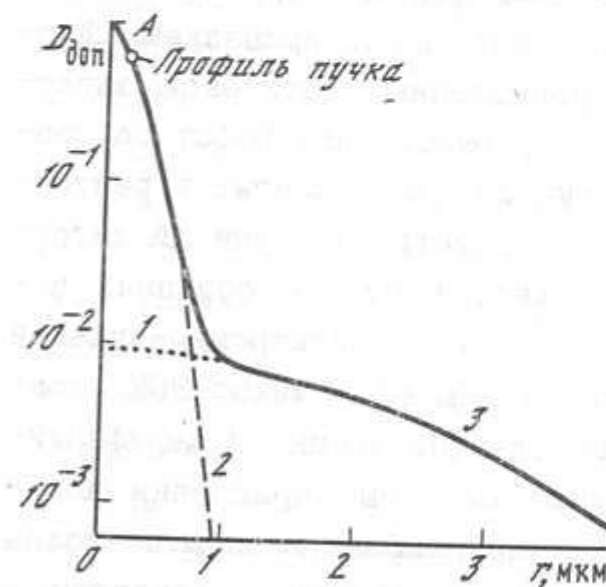


Рис. 5.12. Распределение дополнительной дозы экспонирования  $D_{\text{доп}}$  в зависимости от расстояния до центра линии [223]

1 - компонента рассеяния назад от подложки; 2 - компонента рассеяния в резисте; 3 - суммарная экспозиция

поглощается резистом в результате рассеяния электронов первичного пучка,

$$D_{\text{доп}} = D_{\text{гр}} - D_{\text{пер}}, \quad (5.21)$$

где  $D_{\text{гр}}$  - доза, необходимая для проявления до подложки;  $D_{\text{пер}}$  - переменная экспозиция по прямоугольнику, изменяющаяся согласно графику на рис. 5.10, б;  $x$  - расстояние от центра экспонируемой линии в микронах.

Параметры аппроксимации для данного конкретного случая сочетания ПММА и кремниевой подложки:  $A_1=1$ ,  $A_2=0,44$ ,  $A_3=0,06$ ,  $d_3=0,21$  мкм,  $\alpha_1=0,33$  мкм,  $\alpha_2=2,7$  мкм [225]. Аппроксимирующая кривая представлена на рис. 5.12 сплошной линией. Форма кривой существенно отличается от теоретической модели, рассмотренной в начале раздела, в которой для вычисления величины дозы использована двухгауссовая аппроксимация (5.9). Модель не учитывает процесс проявления, вносящий существенный вклад в форму проявленной области [226, 227]. С точки зрения экспериментальной реализации функция, показанная на рис. 5.12, дает истинные экспериментальные параметры эффекта близости, учитывающие всю совокупность явлений, происходящих при экспонировании и обработке резиста. Поэтому ее подстановка в (5.15) в качестве линейной функции рассеяния энергии  $\phi_{\text{лин}}(x)$  дает достаточно хорошую аппроксимацию реальных экспериментальных условий.

#### 5.4. Специализированная система управления установкой электронно-лучевой литографии

Автоматизированные системы управления, выпускаемые промышленностью, представляют собой комплексы, состоящие из специализированных управляемых ЭВМ (СУМ), подключенных к периферийному процессору - малой ЭВМ и осуществляющих преобразование входной информации в сигналы управления координатным столом и электронно-оптической системой.

Внешнее математическое обеспечение при такой конфигурации должно обеспечить подготовку и хранение исходных данных, преобразование исходной информации в кадры СУМ, управление экспонированием. Коррекция дозы облучения в большинстве промышленных установок электронно-лучевой литографии не предусмотрена. Выполнение работ по созданию нелинейных профилированных структур сложных элементов рентгеновской оптики на существующих установках электронно-лучевой литографии практически невозможно. Это послужило причиной создания исследовательского лабораторного комплекса для электронно-лучевой литографии на базе промышленной установки ZRM-12 и микро-ЭВМ, совмещающей функции специализированной управляющей машины и периферийного процессора [236]. Структурная схема системы управления показана на рис. 5.3 [235]. Основные функции управляющей машины возможны на микро-ЭВМ "Электроника-60" с системой сопряжения с объектом - модулями в стандарте КАМАК. Данная система управления установкой электронно-лучевой литографии подразделяется на четыре подсистемы: управление электронно-оптической системой, точное позиционирование, управление перемещением стола, сопряжение с пультом управления. Управление электронно-оптической системой осуществляется специали-

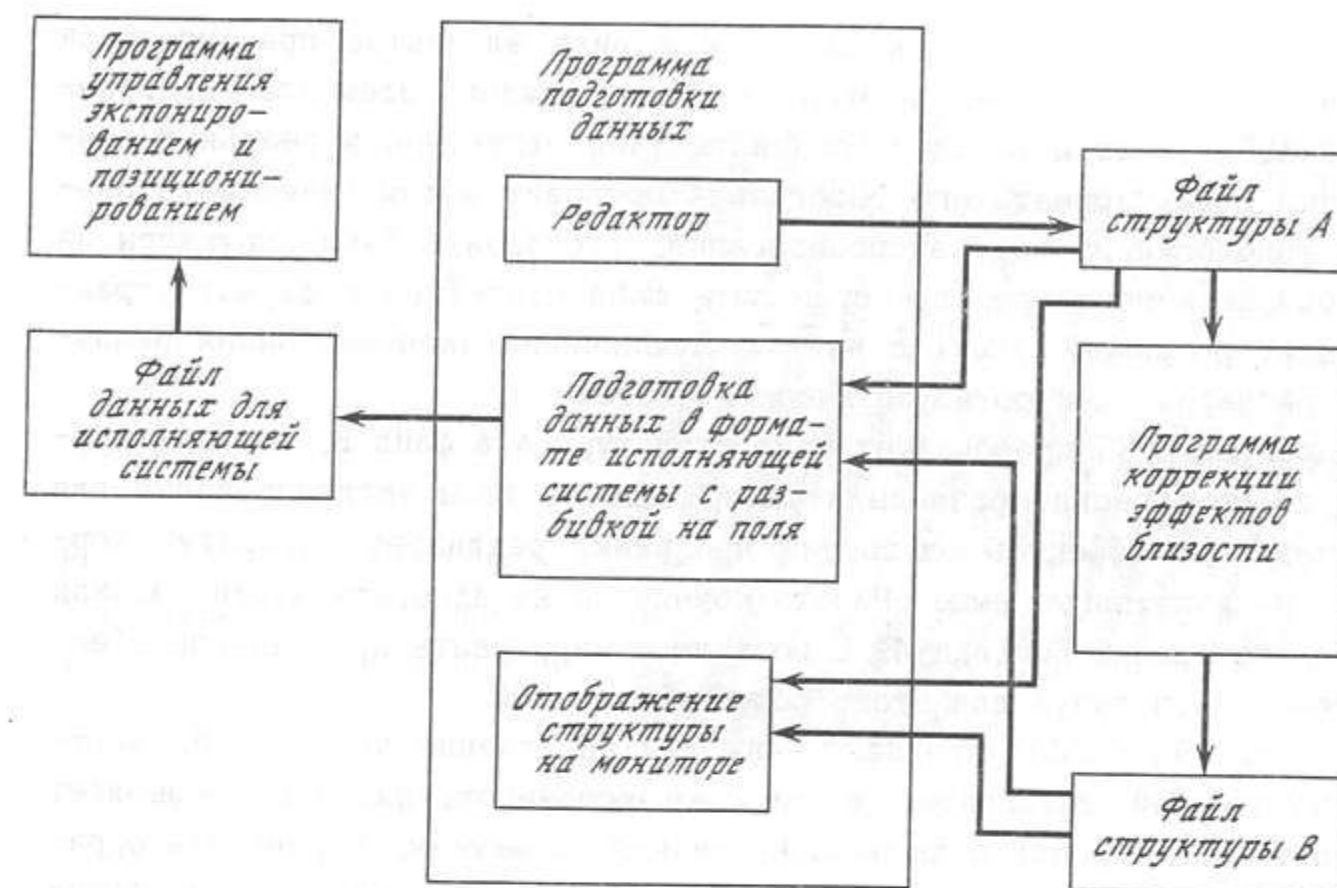


Рис. 5.13. Структура программного обеспечения комплекса управления электронно-лучевой литографией

рованным устройством, контролируемым управляющей микро-ЭВМ по магистрали КАМАК.

Спецпроцессор выполняет функции экспонирования прямоугольника, линии, точки, наклонной линии под любым углом, программного изменения дозы экспонирования путем изменения времени выдержки в точке в пределах 1 мкс - 32 мс с шагом 0,5 мкс.

Управляющая микро-ЭВМ обеспечивает подготовку и хранение исходных данных для управляющей программы, преобразование исходной информации для спецпроцессора управления электронно-оптической системы, управление координатным столом и экспонированием. Сопряжение управляющей ЭВМ с литографом выполнено в стандарте КАМАК, что позволило сократить время на проектирование аппаратной части системы управления литографом. Такая схема ориентирована на возможность использования в качестве управляющей ЭВМ программно-совместимого с микро-ЭВМ "Электроника-60" компьютера серии СМ или "Электроника" [237].

Математическое обеспечение комплекса состоит из программ DIALOG, EXPONI, SS. Структура и взаимодействие программ показаны на рис. 5.13 [235, 236].

Программа DIALOG является основной в системе подготовки данных структур при ручном вводе их координат оператором в диалоговом ре-



жине. Требуемая топология вводится в виде элементов прямоугольной формы с указанием времени экспонирования каждого элемента. Программа DIALOG также позволяет создавать файл структуры в реальных размерах, редактировать его. Программа проводит автоматически разбиение топологии на поля экспонирования, отобразить файл структуры на графическом мониторе, преобразовать файл структуры в формат управляющей программы EXPONI с учетом ограничения экспонирования реальных размеров электронно-оптической системы.

Программа SS преобразует файл структуры А в файл В, имеющий другие геометрические размеры и распределение дозы экспонирования для компенсации эффектов близости. Программа реализует алгоритмы коррекции, изложенные выше. Работа комплекса на алгоритмических языках высокого уровня Fortran-4, С позволяет наращивать программное обеспечение, используя для этого более мощные ЭВМ.

Программа EXPONI предназначена для управления установкой электронно-лучевой литографии в режиме экспонирования. Она позволяет проводить юстировку поля экспонирования по меткам, перемещать образец-пластину в заданное положение в пределах  $\pm 40$  мм по обеим координатам с контролем по лазерному интерферометру, вводить и контролировать перемещение стола с помощью выносного пульта управления, проводить экспонирование топологий с автоматическим перемещением стола.

Алгоритмы формирования топологии сложных нелинейных структур полиномиальными сплайнами. Как было показано ранее, топология структур элементов дифракционной оптики описывается сложными кривыми 2-го порядка. В простейшем случае пропускающей зонной оптики топология формируется в виде набора концентрических колец с диаметрами, распределенными по определенному закону (рис. 5.14) [238].

Для создания таких структур в ряде работ [201, 207, 239] предложено использовать в системе развертки быстрый преобразователь координат из прямоугольных в полярные в реальном времени. Такие системы управления гораздо точнее и быстрее, чем стандартные системы управления ЭЛЛ, при создании кольцевых структур зонной оптики. Однако они оказываются малоприменимыми при экспонировании квазиэллиптических и интерференционных топологий, заданных в общем виде, как это требуется при создании элементов брэгг-френелевской оптики. В то же время экспонирование этих топологий с вычислением по точкам занимает огромный объем машинной памяти и требует чрезвычайно много времени. Генератор изображений, созданный в [237] способен аппаратно реализовать ломаную линию, которая соответствует полиномиальному сплайну первого порядка. При этом время экспонирования топологии зонной пластинки любой криволинейной формы сокращается на один-два порядка по сравнению с прямым расчетом и экспонированием по точкам.

Возможность такой интерполяции обусловлена тем, что исполнитель-

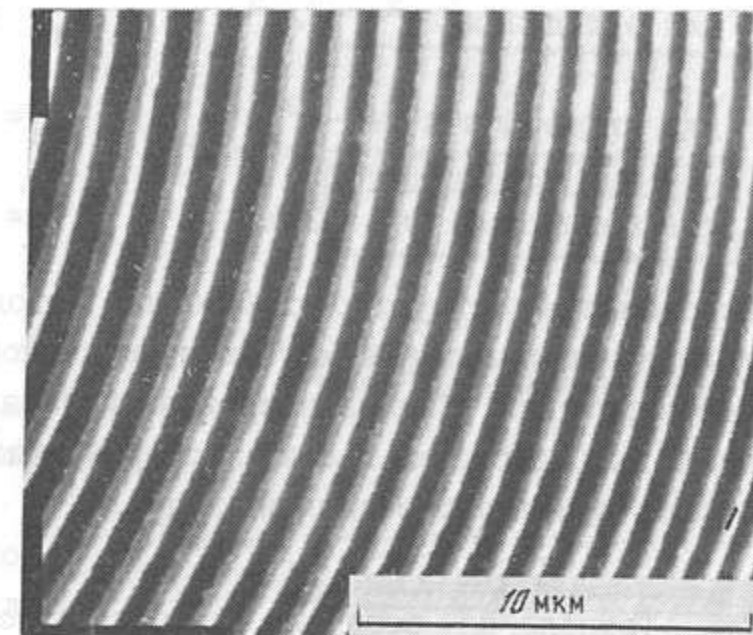


Рис. 5.14. Фрагмент кольцевой зонной пластинки из золота на полиимидной мембране [238]

ная система обладает ограниченной точностью и применение точных данных описания структуры избыточно. Топологию можно аппроксимировать ломаной линией с заданной степенью точности, и это не скажется на общей точности процесса.

Интерполяция функции кусочными сплайнами, описывающая топологию специальной формы, задается с точностью  $\epsilon$ , которая не превышает точности исполняющей системы [237]. Узлы сплайна определяются как функция, зависящая от  $\epsilon$  и интерполируемой функции  $f(x)$ :

$$x_{i-1} = x_i + h[\epsilon, f(x)], \quad x \in [a, b], \quad (5.22)$$

$$h[\epsilon, f(x)] = 2(2\epsilon/|f(x)|)^{1/2} \geq h_{\min}, \quad (5.23)$$

$[a, b]$  - область задания функции  $f(x)$ ;  $h_{\min}$  - минимальный шаг (точность) исполняющей системы. Число узлов сетки сплайнов будет соответствовать уравнению

$$N = (b-a)(8\epsilon)^{-1/2} K_{\alpha} + 1, \quad (5.24)$$

$$K_{\alpha} = \frac{1}{b-a} \int_a^b |f(x)|^{-1/2} dx \quad (5.25)$$

и оказывается гораздо меньше, чем число точек при прямом экспонировании по точкам. Для каждой конкретной функции существует оптимальная сетка, которая может быть найдена аналитически.

Созданное в работе [228] программное обеспечение для экспонирования структур, описываемых кривой 2-го порядка, позволяет создавать ряд сложных структур эллипсоидальной, параболической, гиперболической и др. форм. Особенно удобно аппроксимировать методом сплайнов структуры, которые можно выразить в канонической форме. Так, например, запишем величину шага сплайна для трех фигур 2-го

порядка:

$$\begin{aligned} \text{для эллипса } x^2/A^2 + y^2/B^2 = 1 & \quad h_1 = 2\sqrt{2e} \frac{A}{B^2} |y_1|^{3/2}, \\ \text{для гиперболы } x^2/A^2 - y^2/B^2 = 1 & \quad h_1 = 2\sqrt{2e} \frac{A}{B^2} |y_1|^{3/2}, \quad (5.26) \\ \text{для параболы } y^2 = 2px & \quad h_1 = 2\sqrt{2e} |y_1/p|^{3/2}. \end{aligned}$$

Аппроксимация структур с помощью метода сплайнов позволяет также реализовать некоторые методы программной коррекции искажений в поля экспонирования. Специализированный управляющий комплекс был использован для создания всех экспериментальных структур, изображение которых приведено в данной книге.

### 5.5. Технология создания зонных пластинок

**Амплитудные зонные пластинки.** Амплитудные зонные пластинки на основе золота являются в настоящее время наиболее популярными и широко используемыми. В гл. 2 были подробно описаны свойства зонных пластинок Френеля и даны основные формулы. На рис. 5.15 приведена типичная технологическая последовательность изготовления зонной пластинки на полиимидной мембране в качестве подложки. На отмытую по специальной технологии пластинку кремния с ориентацией поверхности (100) или (111) химическим путем осаждается подслой Ni толщиной примерно 0,1 мкм. Сверху он покрывается слоем электронрезиста толщиной 0,3 - 0,5 мкм. После экспонирования электронным пучком в установке электронно-лучевой литографии пластина обрабатывается в проявителе и помещается в ванну с раствором электролита. Толщина слоя золота, высаженного на поверхность пластины со слоем никеля, контролируется по времени осаждения и току в цепи.

После окончания процесса электрохимического осаждения пластина тщательно обрабатывается сильным органическим растворителем (диметилфталатом) для удаления остатков резиста. Очищенная и отмытая пластина с золотым рельефом покрывается на центрифуге слоем полиимиды толщиной 3-5 мкм, который полимеризуется при температуре 300°C в течение 1 ч. В ходе следующей операции кремниевая подложка, находящаяся под структурой оптического элемента, вытравливается в сильном кислотном травителе. Золото и полиимид, стойкие к травлению, остаются в виде свободно висящей мембраны с "впечатанным" в нее золотым рисунком. Определяющим в этой последовательности операций является процесс литографии - формирование субмикронного рисунка топологии элемента.

Поскольку радиусы зон кольцевой зонной - пластинки составляют десятки и сотни микрон, а характерные размеры функции рассеяния электронов первичного пучка - единицы микрон, то задача коррекции

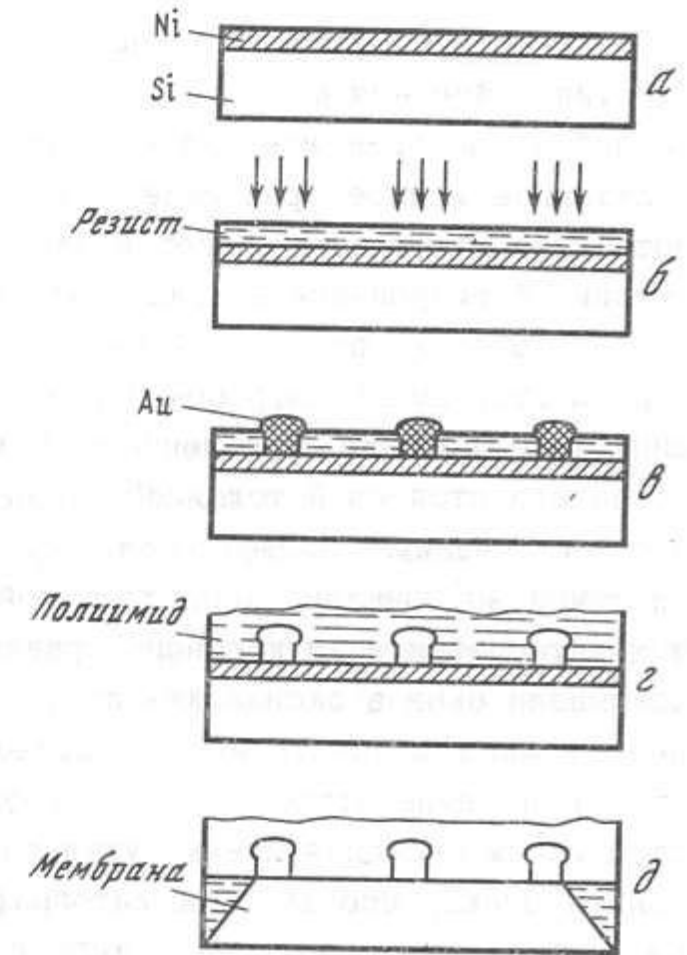


Рис. 5.15. Последовательность формирования зонной пластинки с маскирующим слоем из золота [238]

а - химическое осаждение подслоя; б - экспонирование слоя резиста электронным пучком; в - электролитическое осаждение золота; г - удаление резиста и нанесение полиимиды; д - травление окна в кремнии

эффектов близости сводится к линейной. Среди технических параметров основную роль играет дискретность поля экспонирования. В самом деле, даже при использовании 14-бит ЦАП шаг пучка в поле экспонирования 1x1 мм составляет 0,0625 мкм. Для линии шириной 0,3 мкм при математическом разбиении возможны варианты экспонирования пятью или шестью проходами. Это означает, что доза может измениться случайным образом в пределах 20%. Таким образом, моделирование окончательного профиля резиста должно включать в себя расчет распределения плотности поглощенной энергии и проявления резиста при заданном значении контрастности. На рис. 5.14 показана кольцевая зонная пластинка, изготовленная по технологии, изложенной выше.

**Фазовые зонные пластинки.** Зонные пластинки из золота обладают малой эффективностью (~5-7%). В работе [70] предложено использовать никель и германий в качестве фазовых материалов маскирующего слоя зонных пластинок. Такие элементы относятся к амплитудно-фазовым и обладают эффективностью до 15-17%. В диапазоне длин волн ~0,5-10 нм существует ряд материалов с хорошими фазовыми свойствами. К их числу относится кремний, обладающий высокой прозрачностью в диапазоне 0,7-2,0 нм (гл. 2). Кроме того, технология микроструктурирования кремния, традиционного материала микроэлектроники, является наиболее развитой и позволяет реально изготавливать элементы с размерами в доли микрона [67].

Изготовление фазовых зонных пластинок. При создании микронных пластинок Френеля в [67] были использованы базовые процессы субмикронной технологии микроэлектроники: электронно-лучевая литография, реактивное ионное травление, глубокое легирование, жидкостное анизотропное травление. Изготовление пластинок включало две основные стадии: формирование в пластине кремния мембран толщиной около 3 мкм с рабочей площадью 1 мм<sup>2</sup> и получение свободновисящих трафаретов. С этой целью на рабочей стороне исходной пластины монокристаллического кремния с ориентацией (100) глубоким легированием бора создавали стоп-слой толщиной около 3 мкм для жидкостного анизотропного травления. Последующей термообработкой на всей поверхности пластины выращивали оксид толщиной 0,8-0,9 мкм. С помощью операций фотолитографии и жидкостного травления на обратной стороне пластины вскрывали окна в оксиде для получения мембран. Анизотропное травление кремния осуществляли в растворе этилендиамина - пирокатехина - вода при температуре 100°C. При завершении процесса на границе со стоп-слоем оксидная пленка удалялась. На полученных мембранах сочетанием электронно-лучевой литографии, фотолитографии (формирование ребер жесткости для кольцевых структур), термического напыления металла и операций взрывной литографии получали защитную маску из алюминия толщиной 0,07 мкм. Реактивное ионное травление мембраны осуществляли на установке диодного типа в ВЧ-разряде пониженного давления в смеси SF<sub>6</sub>-O<sub>2</sub>. Для прецизионного переноса топологических размеров и получения вертикального профиля травления применялось охлаждение пластин. Изготовленные таким образом линейные и кольцевые свободно висящие зонные пластинки показаны на рис. 2.11 [238].

В заключение следует отметить, что технология создания многослойных брэгг-френелевских линз содержит все основные процессы, описанные выше. В то же время, рентгеновская оптика находится на стадии интенсивного развития и, естественно, не все технологии могли быть включены в данную книгу.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В качестве заключения можно привести краткое перечисление основных перспективных приложений дифракционных рентгенооптических элементов в различных областях физики и технологии.

Сканирующая рентгеновская микроскопия. Первым применением рентгенооптических элементов явилось создание сканирующего микроскопа. Сканирование осуществлялось путем механического перемещения образца при неподвижной френелевской зонной пластинке. Использование брегговского рассеяния дает возможность сканировать пучок, модулируя рассеивающую способность брегговского зеркала или линзы, например, ультразвуковой волной.

Локальный химический анализ. Регистрируя различные вторичные излучения, возникающие при взаимодействии рентгеновских лучей с веществом (электроны, рентгеновское вторичное излучение, фототок, поглощение), можно проанализировать химический состав структуры вещества при высокой степени локальности. При спектроскопическом исследовании с возбуждением рентгеновским излучением вносится меньше радиационных повреждений, чем при возбуждении электронным пучком.

Передача изображений в рентгеновском излучении. Передача изображений является традиционной задачей оптики. В рентгеновском диапазоне длин волн передача двумерного фурье-изображения осуществлена как методом фурье-оптики, так и с помощью брэгг-френелевской линзы.

Рентгеновская спектроскопия. Оценки показывают, что возможно создание спектрометров, использующих брегговскую дифракцию с разрешающей силой  $\lambda/\Delta\lambda$  до 10<sup>6</sup>.

Рентгеновская интерферометрия. Кроме традиционных примеров применения возможна также локальная рентгеновская интерферометрия для изучения дефектов на поверхности кристалла и в тонких приповерхностных слоях. Чувствительность такого метода  $\Delta d/d$  достигает 10<sup>-7</sup> - 10<sup>-9</sup> при локальности порядка 10 нм.

Рентгеновская литография. Создание устройств сканирования рентгеновским лучом и объективов для передачи изображения позволяет рассчитывать на переход в производстве микроэлектронных элементов на рентгеновское излучение с разрешением 10-100 нм.

Перечисленные примеры не ограничивают возможности применения рентгеновской оптики, но являются, по-видимому, основными в микроэлектронике для диагностики субмикронных структур, технологии их получения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Temrleton D.H., Temrleton L.K., Phillips J.C., Hodgson K.O. Anomalous scattering of X-rays by cesium and cobalt measured with synchrotron radiation // *Acta crystallogr.A.* 1980. Vol.36. P.436-442.
2. Джеймс Р. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. М.: Изд-во иностр. лит., 1950.
3. Henke B.L. Low energy X-ray interactions photoionization, scattering specular and Bragg reflection // *AIP Conf. Proc.: Low Energy X-Ray Diagnostics.* Monterey, 1981. N75. P.146-155.
4. Cromer D.T., Lieberman D. Relativistic calculation of anomalous scattering factor for X-rays // *J. Chem. Phys.* 1970. Vol. 53, N 5. P. 1881-1898.
5. Henke B.L., Lee P., Tanaka I.J. et al. The atomic scattering factor,  $f_1 + if_2$ , for 94 elements and for the 100 to 2000 eV photon energy region // *AIP Conf. Proc.: Low Energy X-Ray Diagnostics.* Monterey, 1981. N 75. P. 340-388.
6. Лукирский А.П. Развитие методов ультрамягкой рентгеновской спектроскопии и исследование различных спектров: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Л., 1964. 271 с.
7. Bonse U., Hartmann-Lotsch I., Lotsch H., Olthoff-Muller K. High resolution measurements of absorption  $\mu(E)$  and anomalous dispersion  $f(E)$  at the K-edge of copper // *Ztschr.Phys. B.* 1982. Vol. 47. P.297-299.
8. Barbee T.W., Warburton W.K., Underwood J.H. Determination of the X-ray anomalous dispersion of titanium made with a titanium-carbon layered synthetic microstructure // *J. Opt. Soc. Amer. B.* 1984. Vol. 1. P. 691-698.
9. Аристов В.В., Басов Ю.А., Ерко А.И. Дисперсионные характеристики материалов для фазовых элементов рентгенооптики // Всесоюз. семинар "Микролитография": Тез. докл. Черногловка, 1984. С.54.
10. Зимкина Т.М., Фомичев В.А. Ультрамягкая рентгеновская спектроскопия. Л.: Изд-во ЛГУ, 1971. 132 с.
11. Sonntag B., Haensel R., Kunz C. Optical absorption measurements of the transition metals Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni in the region of 3p electron transitions // *Solid State Commun.* 1969. Vol. 7. N 8. P. 597-599.
12. Haensel R., Radler K., Sonntag B. Optical absorption measurements of tantalum, tungsten, rhenium and platinum in the extreme ultraviolet // *Ibid.* P. 1495-1497.
13. Jaegle P., Farnoux F.C., Dhez P. et al. Experimental and theoretical study of the absorption of ultrasoft X-rays in some heavy elements // *Phys. Rev.* 1969. Vol. 188, N 1. P. 30-35.
14. Лукирский А.П., Савинов Е.П., Ершов О.А., Шепелев Ю.Ф. Коэффициенты отражения излучения с длиной волны от 23,6 до 113 Å для ряда элементов и веществ и определение показателя преломления и коэффициента поглощения // *Оптика и спектроскопия.* 1964. Т.16, № 2. С. 310-318.
15. Ершов О.А., Брытов И.А., Лукирский А.П. Отражение рентгеновских лучей от некоторых веществ в области 7-44 Å // Там же. 1967. Т. 22, № 1. С. 127-134.
16. Tanaka T.J., Henke B.L., Lee P. et al. Low energy X-ray interaction coefficients: photoionization, scattering and reflection // *Atom. Data and Nucl. Data Tables.* 1982. Vol. 27, N 1.
17. Блохин М.А., Швейцер И.Г. Рентгеноспектральный справочник. М.: Наука, 1982. 376 с.
18. Gluskin E.S., Gaponov S.V., Dhez P. et al. A polarimeter for soft X-ray and VUV radiation // *Nucl. Instrum. and Meth.A.* 1986. Vol.246. P. 394-396.
19. Савинов Е.П., Ляховская И.И., Ершов О.А., Ковалева Э.А. Графическое решение уравнения Френеля и вычисление оптических констант в ультрамягкой рентгеновской области спектра // *Оптика и спектроскопия.* 1969. Т.27. С.342-347.
20. Филатова О.Е., Виноградов А.С., Сорокин И.А., Зимкина Т.М. Оптические постоянные монокристаллического Si в области энергий квантов 70-400 эВ // *ФТТ.* 1983. Т.25, № 5. С.1280-1285.
21. Виноградов А.С., Филатова Е.О., Зимкина Т.М. Тонкая структура спектров отражения соединений кремния в области Si LII, III - порога ионизации // Там же. № 4. С. 1120-1123.
22. Ершов О.А., Чернова С.И. Применение интегрального соотношения Крамерса-Кронига для анализа длинноволновых рентгеновских спектров отражения // *Оптика и спектроскопия.* 1969. Т. 26. С. 597-600.
23. Tatchyn R., Lindau I. A new method for measuring thin-film optical constants using transmission gratings in the soft X-ray range // *AIP Conf. Proc.: Low Energy X-Ray Diagnostics.* Monterey, 1981. N 75. P. 321-323.
24. Tatchyn R., Lindau I. An extended maximization technique for measuring optical constants using transmission grating in the soft X-ray range // *Ibid.* P. 323-326.
25. Bonse U., Hartmann-Lotsch I., Lotsch H. EXAFS and near edge structure / Ed. A.Bianconi, L.Incoccia, S.Stripcich. N.Y.: Springer, 1983. P. 362-372.
26. Fontaine A., Warburton W.K., Ludwig K.F. Determination of ano-

- malous scattering factor in GaAs using X-ray refraction through a prism // *Phys. Rev. B*. 1985. Vol. 31, N 6. P.3599-3605.
27. Marmoren R., Andre J.M. Bragg reflectivity of layered synthetic microstructures in the X-ray anomalous scattering region // *Appl. Opt.* 1983. Vol. 22, N 1. P.17-19.
  28. Hagemann H.-J., Gudat W., Kunz C. Optical constants from the far infrared to the X-ray region: Mg, Al, Cu, Ag, Au, Bi, C, and Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>: Dezy Hasy Lab Rep. N SR74/7. Hamburg, 1974. 48 p.
  29. Andre J.M., Maguet A., Barchewitz R. X-ray specular reflectivity and anomalous scattering in the vicinity of the SiK absorption edge in quartz // *Phys. Rev. B - Solid State*. 1982. Vol. 25, N 9. P. 5671-5679.
  30. Labov S., Bowyer S., Steele G. Boron and silicon: filters for the extreme ultraviolet // *Appl. Opt.* 1985. Vol. 24, N 4. P.576-578.
  31. Khare B.N., Sagan C., Arakawa E.T. et al. Optical constants of organic tholins produced in a simulated titanian atmosphere: From soft X-ray to microwave frequencies // *Icarus*. 1984. Vol.60. P.127-137.
  32. Jentsch F. Optische Versuche mit Röntgenstrahlen // *Phys. Zeitschr.* 1929. Bd.30. S.268-273.
  33. Michette A.G. Optical systems for soft X-rays N.Y.; L.: Plenum press, 1986. 310 p.
  34. Ehrenberg W. X-ray optics // *Nature*. 1947. Vol.160. P.330-331.
  35. Kirkpatrick P., Baez A.V. Formation of optical images by X-rays // *J.Opt.Soc.Amer.* 1948. Vol.38. P.766-774.
  36. Price R.H. X-ray microscopy using grazing incidence reflection optics // *AIP Conf. Proc. Low energy X-ray diagnostics. Monterey*, 1981. N 75. P.189-199.
  37. Mc Gee J.F. X-ray microscopy and microradiography. N.Y., 1957. 164 p.
  38. Mc Gee J.F., Hesser D.R., Milton J.W. X-ray reflection optics: (Recent developments). N.Y.: Springer, 1969. 251 p.
  39. Seward F.D., Pelmier T.M. A simple X-ray microscope for photographing laser produced plasma // *Rev. Sci. Instrum.* 1975. Vol.46. P.204-206.
  40. Seward F.D., Dent J., Boyle M. et. al. Calibrated "Four-Color" X-ray microscope for laser plasma diagnostics // *Ibid.* 1976. Vol. 47. P.464-470.
  41. Wolter H. Spiegelsysteme streifenden Einfalls als abbildende optiken für Röntgenstrahlen // *Ann.Phys. (DDR)*. 1952. Bd. 10. S.94-114.
  42. Franks A. X-ray optics // *Sci. Progr.* 1977. Vol.64, N 255. P.371-422.
  43. Аркадев В.А., Коломийцев А.И., Кумахов М.А. и др. Экспериментальное исследование многократного отражения рентгеновских лучей на изогнутых поверхностях // *Поверхность. Физика, химия, механика*. 1987. № 2. С. 44-47.
  44. Александров Ю.М., Валиев К.А., Великов А.В. и др. Транспортировка мягкого рентгеновского излучения по оптическому световоду // *Письма в ЖТФ*. 1987. Т.13. № 5. С.257-260.
  45. Myers O.E. Studies of transmission zone plate // *Amer.J.Phys.* 1951. Vol.19. P.359-365.
  46. Baez A.V. A study in diffraction microscopy with special reference to X-rays // *J.Opt. Soc. Amer.* 1952. Vol.42. N 10. P.756-762.
  47. Baez A.V. Fresnel zone plate for optical image formation using extreme ultraviolet and soft X radiation // *Ibid.* 1961. Vol. 51. N 4. P.405-409.
  48. Борн М., Вольф Е. Основы оптики. М.: Мир, 1967. 719 с.
  49. Horman H., Chau H.M. Zone plate theory based on holography // *Appl. Opt.* 1967. Vol.6. N 2. P.317.
  50. Keating R.N., Mueller R.K., Sawatari I. Fresnel zone plate spectrometer with central stop // *J. Opt. Soc. Amer.* 1972. Vol. 62. P.945-950.
  51. Рарбек Г., Коней Дж., Кирц Дж. и др. Последние результаты, полученные на сканирующем микроскопе Стони Брук // *Рентгеновская оптика и микроскопия*. М.: Мир, 1987. С. 272-293.
  52. Waldman G.S. Variations on the Fresnel zone plate // *J. Opt. Soc. Amer.* 1966. Vol.56. P.215.
  53. Stiglian D.J., Mittra R., Semonin R.D. Resolving power of a zone plate // *Ibid.* 1967. Vol.57. P. 610-613.
  54. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1973. 832 с.
  55. Stroke G.W., Funkhaus A.T. Fourier-transform spectroscopy using holographic imaging without computing and with stationary interferometers // *Phys. Lett.* 1965. Vol.16. N 3. P. 272-273.
  56. Samson J.A.R. Techniques of vacuum ultraviolet spectroscopy. N. Y.: Springer, 1967. 218 p.
  57. Тайме И. Изготовление конденсорных зонных пластинок для сканирующего рентгеновского микроскопа // *Рентгеновская оптика и микроскопия*. М.: Мир, 1987. С. 121-128.
  58. Niemann B. The Göttingen scanning X-ray microscope // *SPIE Conf. Proc.: Soft X-ray optics and technology*. 1986. Vol.733. P. 422-427.
  59. Young M. Zone plate and their aberrations // *J. Opt. Soc. Amer.* 1972. Vol. 62. P.972-976.
  60. Гутман П. Изготовление микрозонных пластинок и оценка их фоку-

- сирующих свойств // Рентгеновская оптика и микроскопия. М.: Мир, 1987. С.102-121.
61. Simpson M.J., Michette A.G. Imaging properties of modified Fresnel zone plate // Opt. acta. 1984. Vol. 31, N 4. P.403-413.
  62. Reyleigh L. Wave theory // Encyclopedia Britannica: 9th ed. London, 1988. Vol. 24. P.429-510.
  63. Wood R.W. // Philos. Mag. 1988. Vol. 45. P. 511.
  64. Miyamoto K. The phase Fresnel lens // J. Opt. Soc. Am. 1961. Vol. 51, N 1. P.17-21.
  65. Kirz J. Phase zone plates for X-rays and the extreme UV // Ibid. 1974. Vol. 64. P.301-309.
  66. Ceglio N.M., Hawryluk A.M., Schattenburg M. X-ray phase lens design and fabrication // J. Vac. Sci. and Technol. B. 1983. Vol. 1, N 4. P.1285-1289.
  67. Давыдов А.В., Панченко Л.А., Ерко А.И. и др. Френелевская оптика нанометрового диапазона из монокристаллического кремния // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 16. С.1017-1020.
  68. Горнакова Н.В., Башкина Г.А., Давыдов А.В., Ерко А.И. Зонная оптика с субмикронным разрешением для микроскопии и литографии // Всесоюз. конф. "Физические методы исследования поверхности и диагностика материалов и элементов вычислительной техники": Тез. докл. Кишинев, 1986. С.35.
  69. Horman M.H. Efficiencies of zone plates and phase zone plates // Appl. Opt. 1967. Vol. 6, N 11. P.2011.
  70. Hilkenbach R., Thieme J. Phase zone plates as condensers for the Gottingen scanning X-ray microscope // SPIE. Conf. Proc.: Soft X-ray optics and technology. 1986. Vol.733. P.464-470.
  71. Burge R.E., Michette A.G., Browne M.T. et al. Zone plate manufacture at King's College London: Current status and future plans // Ibid. P.460-463.
  72. Шмаль Г., Рудольф Д., Гутман П., Христ О. Зонные пластинки для рентгеновской микроскопии // Рентгеновская оптика и микроскопия. М.: Мир, 1987. С.87-101.
  73. Lesem L.B., Hirsch P.M., Jordan J.A.(Jr.). Kinoform - the new device for wave front reconstruction // IBM J. Res. Develop. 1969. Vol. 13. P.150-158.
  74. Tatchyn R., Csonka P.L., Lindau I. Optimization of planar metallic nonrefracting transmission grating profiles for m-th order intensity maximization in the soft X-ray range // J. Opt. Soc. Amer. 1982. Vol. 72. P.1630-1634.
  75. Tatshyn R., Csonka P.L., Lindau I. Variational design of zone plates for VUV and soft X-ray ranges // IEEE J. Quant. Electron. 1983. Vol.19, N 12. P.1821-1823.
  76. Тетчин Р. Теория оптимизации зонной пластинки // Рентгеновская оптика и микроскопия. М.: Мир, 1987. С. 56-70.
  77. Компьютерная оптика / Под ред. Е.П.Велихова, А.П.Прохорова. М.: МЦНТИ, 1987. Вып.1.
  78. Коронкевич В.П., Ленкова Г.А., Михайлисова И.А. и др. Киноформные оптические элементы: методы расчета, технология производства и практическое использование // Автометрия. 1985. № 1. С.4-25.
  79. Башкина Г.А., Бабин С.В., Давыдов А.В. и др. Плоская оптика для оптической литографии // Микроэлектроника. 1988. Т. 17, № 2. С.184-186.
  80. Kyuragi H., Urisu T. Dispersive characteristics of one-dimensional Fresnel zone plates measured using synchrotron radiation // Nucl. Instrum. and Meth. Phys. Res. A.1986. Vol. 245, N 1. P.199-204.
  81. Aristov V.V., Erko A.I., Panchenko L.A. et al. Zone plates for the nanometer wavelength range // X-ray microscopy II. Ed. D.Sayre, M.Howells, J.Kirz, H.Rarback. N.Y.,1987. P. 138-141. (Springer Ser. Opt. Sci.; Vol. 56).
  82. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 686 с.
  83. Aristov V.V., Ivanova G.A. On the possibility of utilizing holographic schemes in X-ray microscopy // J. Appl. Crystallog. 1979. Vol. 12. P.19-24.
  84. Аристов В.В., Половинкина В.И., Шмытько И.М., Шулаков Е.В. Обнаружение фокусировки дифрагированных совершенным кристаллом рентгеновских лучей // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т.28, № 1. С.6-9.
  85. Kikuta S., Aoki S., Kosaki S., Kohra K. X-ray holography of lensless Fourier-transform type // Opt. Commun. 1972. Vol.5, N 1. P.86-89.
  86. Saecocio E.J. Application of Lloyds mirror to X-ray holography // J.Opt.Soc.Amer. 1967. Vol.57. P.966-970.
  87. Aoki S., Kikuta S. X-ray holographic microscopy // Jap. J. Appl. Phys. 1974. Vol.13. P.1385-1392.
  88. Aristov V.V., Bashkina G.A., Erko A.I. Processing of X-ray images by optical filtration methods // Phys. Status. Solidi.(a). 1980. Vol. 59. P.663-671.
  89. Meier R.W. Magnification and 3-rd order aberration in holography // J. Opt. Soc. Amer. 1965. Vol.55. P.987-992.
  90. Feder R., Spiller E., Topalian J. et al. High-resolution soft X-ray microscopy // Science. 1977. Vol.197. P.259-260.
  91. Bjorklund G.C., Harris S.E., Joung J.E. Vacuum ultraviolet holography // Appl. Phys. Lett. 1974. Vol. 25. P.451-452.
  92. Aristov V.V., Bashkina G.A., Erko A.I. Holography of micro-objects in soft X-rays // Opt. Commun. 1980. Vol. 34, N 3.

- P. 332-336.
93. Аристов В.В., Ерко А.И. Перспективы развития микроскопии и голографии в мягком рентгеновском излучении // Физические основы голографии: XIII Всесоюз. шк. по голографии. Л., 1981. С.191-208.
  94. Fay V. High power 13,3 Å X-ray source for submicron lithography // J. Vac. Sci. Technol. 1981. Vol. 19, N 4. P.1194-1199.
  95. Attwood D., Halbach K., Kim K-J. Tunable coherent X-rays // Science. 1985. Vol. 228, N 4705. P.1265-1272.
  96. Kondratenko A.M., Skrinsky A.N. The use of radiation from the storage rings in X-ray holography of microobjects: Prepr. INP N 102. Novosibirsk, 1975.
  97. Хоуэлс М. Возможности рентгеновской голографии с использованием синхротронного излучения // Рентгеновская оптика и рентгеновская микроскопия. М.: Мир, 1987. С.427-451.
  98. Глускин Е.С., Кулипанов Г.Н., Кезерашвили Г.Я. и др. Исследование излучения из спирального ондулятора, установленного на накопителе ВЭПП-2М, как источника для рентгеновской микроскопии и голографии // Там же. С.452-461.
  99. Economou N.P., Flanders D.C. Prospects for high-brightness X-ray sources for lithography // J. Vac. Sci. and Technol. 1981. Vol. 19, N 4.
  100. Каули Дж. Физика дифракции. М.: Мир. 1979. 29 с.
  101. Денисюк Ю.Н., Ромишвили Н.М., Чавчанидзе В.В. О возможности получения пространственных изображений двумерных объектов без помощи линз и голографии // Оптика и спектроскопия. 1971. Т.30, № 6, С.1130-1134.
  102. Смирнов А.П. Глубина фокусировки изображений Френеля // Там же. 1979. Т. 46, № 3. С.574-578.
  103. Локшин Г.П., Лепехин В.Д. О применении теоремы Котельникова к задаче дифракции на ограниченных транспарантах // Там же. 1983. Т.54, № 4. С. 705-710.
  104. Семенов А.Т. Волноводная передача изображений в когерентном свете на большие расстояния // Квантовая электрон. 1979. Т.6, № 8. С.1804-1807.
  105. Flanders D.C., Hawryluk A.M., Smith H.I. Spatial period division - A new technique for exposing sub-micrometer linewidth periodic and quasi-periodic patterns // J.Vac.Sci.and Technol. 1979. Vol.16, N 6. P.1949-1952.
  106. Jahns Y., Lohmann A.W. The Lau effect (a diffraction experiment with incoherent illumination) // Opt.Comm. 1979. Vol.28. P. 263-267.
  107. Gori F. Lau effect and coherence theory // Ibid.Vol.31. P.4-8.
  108. Sudol R.,Thompson B.Y. An explanation of the Lau effect based on coherence theory // Ibid. P.105-110.
  109. Brenner K.H., Lohmann A.W., Ojeda-Castaneda J. Lau effect OTF theory // Ibid. 1983. Vol.46. P.14-17.
  110. Белл Дж. Введение в фурье-спектроскопию. М.: Мир, 1975. 253с.
  111. Аристов В.В., Башкина Г.А., Дорожкина Л.В. и др. Проекционная рентгеновская литография периодических структур // Поверхность. Физика, химия, механика. 1983. № 12. С.113-118.
  112. Аристов В.В., Ерко А.И., Мартынов В.В. Оптика и спектроскопия на основе эффекта Тальбота // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 64. С.630-637.
  113. Aristov V.V., Erko A.I., Kopetski Ch.V. Prospects for the applications of methods of diffraction optics to X-ray lithography // "ME-82": Proc. Intern. Conf. Microlithography. Grenoble, 1982. P.137-141.
  114. Аристов В.В., Ерко А.И., Мартынов В.В. Проекционная передача изображений периодических структур в мягком рентгеновском излучении // Всесоюз. семинар "Микролитография": Тез. докл. Черно-голова, 1984. С.50.
  115. Aristov V.V., Aoki S., Erko A.I., et al. Observation of Fourier images in soft X-ray radiation // Opt.Comm. 1985. Vol.56. P.223-255.
  116. Aristov V.V., Erko A.I., Kudriashov V.A. Prospects of high resolution x-ray lithography // Microelectron. Eng. 1985. N 3. P. 589-595.
  117. Photon factory activity report 1982/83. Nat. Lab. High Energy Phys., KEK. 1984. P.IY-50.
  118. Аристов В.В., Ерко А.И., Мартынов В.В. Дифракционная передача изображений в рентгеновском излучении с модулированной пространственной когерентностью // III Всесоюз. совещ. "Когерентное взаимодействие излучения с веществом": Тезисы докладов. Ужгород, 1985. С.57.
  119. Aristov V.V., Erko A.I., Martynov V.V. X-ray Fourier Optics // AIP Conf. Proc.: Short Wavelength Coherent Radiation: Generation and Application // Ed. by D.Attwood, J.Vacor. N.Y.,1986. N147. P.71-80.
  120. Aristov V.V., Erko A.I., Martinov V.V. Projection image transmission of periodic structures in spacially incoherent radiation // Opt.Comm. 1985. Vol.53. P.159-163.
  121. Bryngahl O. Image formation using self-imaging techniques // J.Opt.Soc.Amer. 1973. Vol.63. P.416-419.
  122. Локшин Г.Р., Белонучкин В.Е., Козел С.М. Периодические и квази-периодические структуры в когерентной оптике // Голографические методы в науке и технике. Л., 1985. С.47-54.
  123. Von Deudner W. Versuche über die Reflexion von Rontgenstrahlen

- an einem künstlich hergestellten Schichtenkörper // Ann. Phys. 1930. Bd.5. S.261-280.
124. DuMond J., Yowitz J.P. An X-ray method of determination rates of diffusion in the solid state // J. Appl. Phys. 1940. Vol.11. P. 357-365.
125. Dinklage J., Frerichs R. X-ray diffraction and diffusion in metal film layered structures // Ibid. 1963. Vol.34. P.2633-2635.
126. Dinklage J. X-ray diffraction by multilayered thin-film structures and their diffusion // Ibid. 1967. Vol.38. P.3781-3785.
127. Spiller E. Low-loss reflection coatings using absorbing materials // J. Appl. Phys. Lett. 1972. Vol.20. P.365-367.
128. Spiller E. Reflective multilayer coatings for the far UV region // Appl. Opt. 1976. Vol.15. P.2333-2338.
129. Spiller E. Evaporated multilayer dispersion elements for soft X-rays // AIP Conf. Proc.: Low Energy X-Ray Diagnostics. Monterey, 1981. N 75. P.124-130.
130. Barbee T.W. Sputtered layered synthetic microstructure (LSM) dispersion elements // Ibid. P.131-145.
131. Виноградов А.В., Зельдович Б.Я. Многослойные зеркала для рентгеновского и дальнего ультрафиолетового излучения // Оптика и спектроскопия. 1977. Т.42, №4. С.709-714.
132. Vinogradov A.V., Zel'dovich B.Ya. X-ray and far UV multilayer mirrors: principle and possibilities // Appl. Opt. 1977. Vol.16, N 1. P.89-93.
133. Saxena A.M., Schoenborn B.P. 1. Correction factors for neutron diffraction from laminar structures. 2. Multilayer neutron monochromators // Acta Crystallog. A. 1977. Vol. 33. P.805-813; P.813-818.
134. Underwood J.H., Barbee T.W. Synthetic multilayers as Bragg diffractors for X-rays and extreme ultraviolet: calculations of performances // AIP Conf. Proc.: Low Energy X-Ray Diagnostics. Monterey, 1981. N 75. P.170-178.
135. Gaponov S.V., Genkin V.M., Salashchenko N.M., Fraerman A.A. Scattering of neutrons and X-radiation in the range 10-300 Å by periodic structures with rough boundaries // Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1985. Vol.41, N 2. P.53-55.
136. Kogelnik H. Coupled wave theory for thick hologram gratings // Bell Syst. Techn. J. 1969. Vol.48, N 9. P.2909-2947.
137. Beckmann P. The scattering of electromagnetic waves rough surfaces. N.Y.: Pergamon press, 1963. Pt 1.
138. Ахсаханян А.Д., Гапонов С.В., Гусев С.А. и др. Искусственные многослойные отражающие и селективные элементы для мягкого рентгеновского излучения. II. Изготовление многослойных зеркал для мягкого рентгеновского излучения методом импульсного лазерного напыления // ЖТФ. 1984. Т.54. С.755-762.
139. Ziegler E., Lepetre Y., Schuller I. K., Spiller E. Stability of multilayers for synchrotron optics // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol.48, N 20.
140. Bartlett R.Y., Kania D.R., Trela W.J. et al. Performance of multilayer dispersion elements from 80 to 500 eV // Opt. Eng. 1984. Vol.23, N 5. P.667.
141. Ziegler E., Lepetre Y., Fenske G. Multilayers for X-ray optics: Production by diode sputtering and characterization by microcleavage transmission electron microscope // SPIE Conf. Proc.: Multilayer structures and laboratory X-ray laser research. 1986. Vol.688. P.193-197.
142. Spiller E. Characterization of multilayer coatings by X-ray reflection // Rev. Phys. Appl. 1988. Vol. 23. P.1687.
143. Pianetta P., Barbee T.W., Redaelli R. Performance of layered synthetic microstructures in monochromator applications in the Soft X-ray region // Nucl. Instrum. and Meth. Phys. Res. A. 1986. Vol.246. P.352-355.
144. Chauvineau J.P., Corno Y., Naccache P. et al. Fabrication controlee de multicouches pour monochromateurs-reflecteurs en X-UV // J. opt. (France). 1984. Vol.15, N 4 bis. P.265-269.
145. Gaponov S.V., Garin F.V., Gusev S.L. et al. Multilayer mirrors for soft X-ray and VUV radiation // Nucl. Instrum. and Meth. 1983. Vol.208. P.227-231.
146. Гапонов С.В., Гусев С.А., Платонов Ю.Я., Салащенко Н.Н. Искусственные многослойные отражающие элементы для мягкого рентгеновского излучения. I. Выбор пар материалов и расчет многослойных зеркал // ЖТФ. 1984. Т.54. С.747-754.
147. Dhez P. Use of XUV multilayered optics for synchrotron radiation, plasma diagnostics and astrophysical research // SPIE Conf. Proc.: Soft X-ray optics and technology. N.Y., 1986. Vol.733. P. 308-315.
148. Dhez P. Progress in multilayer devices as X-ray optical elements // J. Microsc. 1985. Vol. 138, pt 3. P.267-277.
149. Dhez P. Metallic multilayers: New possibilities in X-UV optics // Adv. Space Res. 1983. Vol.2, N 4. P.199-206.
150. Chauvineau J.P., Marioge J.P., Bridou F. et al. XUV optics in near-normal incidence realised at the Institute d'Optique // SPIE Conf. Proc. Soft X-ray optics and technology. N.Y., 1986. Vol.733. P.301-306.
151. Thompson A.C., Wu Y., Underwood J.H. Focussing of synchrotron radiation X-ray beams using synthetic multilayer mirrors // Nuclear Instrum. and Meth. Phys. Res. A. 1987. Vol.255. P.603-605.



152. Marshall G.F. Monochromatization by multilayered optics on a cylindrical reflector and on an ellipsoidal focusing ring // *Opt. Eng.* 1986. Vol. 25, N 8. P.922.
153. Aristov V.V., Erko A.I., Martynov V.V. Principles of Bragg-Fresnel multilayer optics // *Rev. Phys. Appl.* 1988. Vol.23, N 5. P.1623-1630.
154. Барби Т. Многослойные структуры в рентгеновской оптике // *Рентгеновская оптика и микроскопия.* М.: Мир, 1987. С.196-221.
155. Ceglio N.M., Stearns D.G., Hawryluk A.M. Multilayer structures for X-ray laser cavities // *SPIE Conf. Proc.: Applications of thin-film multilayered structures to figured X-ray optics.* N.Y. 1985. Vol.563. P.360.
156. Денисюк Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // *Оптика и спектроскопия.* 1963. Т.15. С.522-530.
157. Аристов В.В., Шехтман В.Ш. Свойства трехмерных голограмм // *УФН.* 1971. Т. 104, № 1. С.51-57.
158. Aristov V.V., Erko A.I., Snigirev A.A., Niculin A.N. Observation of X-ray Bragg diffraction on the periodic surface relief of a perfect silicon crystal // *Opt. Commun.* 1986. Vol.58, N 5. P.300-302.
159. Аристов В.В., Басов Ю.А., Снигирев А.А. Экспериментальное наблюдение фокусировки рентгеновского излучения на совершенном кристалле со структурой зонной пластинки Френеля // *Письма в ЖТФ.* 1987. Т.13, № 2. С.114-118.
160. Aristov V.V., Snigirev A.A., Basov Yu.A., Niculin A.Yu. X-ray Bragg optics // *AIP Conf. Proc.: Short Wavelength Coherent Radiation: Generation and Application.* N.Y., 1986. N 147. P.253-258.
161. Аристов В.В., Гапонов С.В., Генкин В.М. и др. Фокусирующие свойства профилированных многослойных рентгеновских зеркал // *Письма в ЖЭТФ.* 1986. Т. 44. С. 207-209.
162. Aristov V.V., Gaponov S.V., Erko A.I., Salashchenko N.N. Profiled multilayer mirrors for X-ray imaging and spectroscopy // *Opt. News.* 1986. Vol. 12, N 9. IMBV4. P.128.
163. Ерко А.И. Особенности технологии создания элементов рентгенооптики и микрофотоники для микроскопии и литографии // *IL. Всесоюз. семинар "Микролитография": Тез. докл. Черноголовка, 1988.* С.159.
164. Агафонов Ю.А., Горбатов Ю.Б., Ерко А.И. и др. Создание фокусирующих рентгеновских элементов методами электронно-лучевой литографии и ионно-лучевого травления // *Там же.* С.163.
165. Erko A.I. Synthesized multilayer Fresnel X-ray optics // *Rev. Sci. Instrum.* 1989. Vol.60, N 7. P.2502.
166. Aristov V.V., Erko A.I., Firsov A.A. et al. Focusing of soft X-ray radiation by an ellipsoidal Bragg-Fresnel Lenz // *Abstr. II Europ. Conf. on Progr. in X-Ray Synchrotron Radiat. Res.* Rome, 1989. P6-035.
167. Entin I.R. On the suppression of X-ray anomalous transmission by acoustic oscillation // *Phys. status solidi.(b).* 1985. Vol.132. P.355-364.
168. Мкртчян А.Р., Навасарян М.А., Габриэлян Р.Г. и др. Полное зеркальное отражение излучения англостремных длин волн на ультразвуковой сверхрешетке в случае лауэ-геометрии // *Письма в ЖТФ.* 1983. Т. 9, № 19. С.1181-1183.
169. Gabrielyan R.G., Aslanyan H.A. Modulation of  $\gamma$ -and X-ray by ultrasonic vibrations in crystals // *Phys. status solidi (b).* 1984. Vol. 123. P.1197-1199.
170. Cerva H., Graeff W. Contrast investigations of surface acoustic waves by stroboscopic topography // *Phys. status solidi (a).* 1984. Vol. 82. P.35-45.
171. Cerva H., Graeff W. Contrast investigations of surface acoustic waves by stroboscopic topography // *Ibid.* 1986. Vol. 93. P.1129-1132.
172. Kikuta S., Takahoshi T., Nakatani S. High frequency time modulation of the X-ray beam diffracted from a  $\text{LiNbO}_3$  crystal by surface acoustic waves // *Jap. J. Appl. Phys.* 1984. Vol. 23(2), N 4. P.193-196.
173. Аристов В.В., Верещагин Г.В., Ерко А.И. и др. Наблюдение дифракции рентгеновского излучения на многослойной структуре, модулированной поверхностной акустической волной // *Письма в ЖТФ.* 1987. Т.13, № 21. С.1288-1291.
174. Vereschagin G.V., Erko A.I., Roschupkin D.V. et al. X-ray diffraction on a multilayer structure modulated by surface acoustic waves // *Nucl. Instrum. and Meth. Phys. Res. A.* 1989. Vol. 282. P.634-637.
175. Ерко А.И. Субмикронная литография для создания прецизионных структур интегральных приборов // *Материалы для элементной базы вычислительной техники.* М., 1987. С.67-72.
176. Schmahl G., Rudolph D. Holographische Erzeugung von Gittern Teilungsgenauigkeit mit Hilfe rekonstruierte Wellenfronten // *Optik.* 1970. Bd. 30. S.606-609.
177. Шмаль Г., Рудольф Д., Гутман П., Христ О. Зонные пластинки для рентгеновской микроскопии // *Рентгеновская оптика и микроскопия.* М.: Мир, 1987. С.87-101.
178. Gabor D. A new microscopic principal // *Nature.* 1948. Vol.161. P.777-778.
179. Rudolph D., Schmahl G., Niemann B. et al. X-ray microscopy

- experiment with synchrotron radiation. State of the art and expected developments // Phys. Scr. 1987. Vol. T17. P. 201-203.
180. Rudolph D. Present status of X-ray optics research // SPIE, Conf. Proc.: Soft X-ray optics and technology. 1986. Vol. 733. P. 294-300.
181. Rudolph D., Niemann B., Schmahl G. Status of the sputtered slided zone plate for X-ray microscopy // SPIE. Conf. Proc. 1982. Vol. 316. P. 103-105.
182. Saitoh K., Inagawa K., Kohra K. et al. Fabrication and evaluation of zone plate for 8 Kev X-rays // Abstr. III Intern. Conf. on SRI-88. Tsucubo, 1988. VIIa-2.
183. Brown W.L., Venkatejan T., Nager A. Ion beam lithography // Nucl. Instrum. and Meth. 1981. Vol. 191. P. 157-168.
184. Lewis G., Mioduszewski J., Weiner D., Siegel B. Summary abstract: An ion beam lithography system for nanolithography with a focused H ion probe // J. Vac. Sci. and Technol. B. 1988. Vol. 6, N 1. P. 239-240.
185. Horiuchi K., Itakura T., Ishihara H. Fine pattern lithography using a helium field ion source // Ibid. P. 241-244.
186. Sudraud P., Ben Assayag G., Bon M. Focused ion-beam milling scanning-electron microscopy, and focused droplet deposition in a single microcircuit surgery tool // Ibid. P. 234-238.
187. Morimoto H., Sasaki Y., Saitoh K. et al. Focused ion beam lithography and its application to submicron devices // Microelectron. Eng. 1986. N 4. P. 163-179.
188. Ringer M., Hidber H.R., Schlogl R. et al. Nanometer lithography with the scanning tunneling microscope // Appl. Phys. Lett. 1985. Vol. 46, N 9. P. 832-834.
189. Rothschild M., Ehrlich J. A review of eximer laser projection lithography // J. Vac. Sci. and Technol. B. 1988. Vol. 6, N 1. P. 1-17.
190. Spiller E., Feder R. The optics of long-wavelength X-rays // Sci. Amer. 1978. Vol. 239, N 5. P. 60-68.
191. Валиев К.А., Раков А.В. Физические основы субмикронной литографии в микроэлектронике. М.: Радио и связь, 1984. 350 с.
192. Валиев К.А. Микроэлектроника: достижения и пути развития. М.: Наука, 1986.
193. Броудай И., Мерей Дж. Физические основы микротехнологии. М.: Мир, 1985.
194. Аристов В.В., Копецкий Ч.В., Коханчик Г.И., Кудряшов В.А. Перспективы использования мягкого рентгеновского излучения в субмикронной литографии // Поверхность. Физика, химия, механика. 1983. № 11. С. 5-15.
195. Smith H.I., Bernacki S.E. Prospects for X-ray fabrication of Si IC devices // J. Vac. Sci. and Technol. 1975. Vol. 12, N 6. P. 1321-1323.
196. Vladimirovsky Yu. Radiation stability and damage mechanisms in X-ray membranes // J. Vac. Sci. and Technol. B. 1988. Vol. 6, N 1. P. 183-185.
197. Urisu T., Kyuragi H. Synchrotron radiation-excited chemical-vapor deposition and etching // Ibid. 1987. Vol. 5, N 5. P. 1436-1440.
198. Мотт Н., Месси Г. Теория атомных столкновений. М.: Мир, 1969. 756 с.
199. Фонтен Ж. Электронная оптика // Микроанализ и растровая электронная микроскопия. М.: Мир, 1985. С. 37.
200. Chang T.H.P., Kern D.P., Kratschmer E. et al. Nanostructure technology // IBM J. Res. Develop. 1988. Vol. 32, N 4.
201. Aritome H., Nagata K., Namba S. Fabrication of X-ray zone plates with a minimum zone width smaller than 100 nm by electron beam lithography // Microelectron. Eng. 1985. Vol. 3. P. 459-466.
202. Aritome H., Namba S. Fabrication of X-ray optical elements by electron beam lithography // SPIE Conf. Proc.: Soft X-ray optics and technology. 1986. Vol. 733. P. 440-448.
203. Aritome H., Matsui S., Moriwaki K. et al. Fabrication method and efficiency of new soft X-ray diffraction gratings: Bakable laminar gratings and transmission gratings for synchrotron radiation spectroscopy // Nucl. Instrum. and Meth. 1983. Vol. 208. P. 233.
204. Burge R.E., Michette A.G., Brune M.I. et al. Zone plate manufacture at King's College London current status and future plans // SPIE. Conf. Proc.: Soft X-ray optics and technology. N.Y., 1986. Vol. 733. P. 460-463.
205. Kratschmer E., Beneking H., Erko A.I., Petrashov V.T. Device fabrication by nanolithography and electroplating for magnetic flux quantisation measurements // Appl. Phys. Lett. 1984. Vol. 44, N 10. P. 1011-1013.
206. Bogli V., Unger P., Beneking H. Electron beam lithography and nanometer structures fabrication of microzone plates // SPIE. Conf. Proc.: Soft X-ray optics and technology. N.Y., 1986. Vol. 733. P. 449-458.
207. Vladimirovsky Y., Kern D., Chang T.H.P. et al. High-resolution Fresnel zone plates for soft X-rays // J. Vac. Sci. and Technol. B. 1988. Vol. 6, N 1. P. 311-315.
208. Muray A., Isaacson M., Adesida I., Whitehead B. Fabrication of apertures, slots and grooves at the 8-80 nm scale in silicon and metal films // Ibid. 1983. Vol. 1, N 4. P. 1091-1095.
209. Коопс Г., Гроб И. Субмикрометровая уменьшающая проекционная

- электронно-лучевая литография // Рентгеновская оптика и микроскопия. М.: Мир, 1987. С.160-173.
210. Browne M.T., Charalambous P., Burge R.E. et al. A new lithographic technique for the manufacture of high resolution zone plates for soft X-rays // J.Phys. C2. 1984. Vol. 45, N 2. P.89-95.
211. Koops H.W.P., Weiel R., Kern D.P., Baum T.H. Highresolution E-beam induced deposition // J. Vac. Sci. and Technol. B. 1988. Vol.6, N 1. P.477-481.
212. Бабин С.В., Ерко А.И., Дубовицкая Е.П., Смирнов В.А. Электронно-лучевое осаждение меди из пленки на основе поливинилового спирта // Тез. докл. Всесоюз. конф. "Физические методы исследования поверхности и диагностика материалов и элементов вычислительной техники". Кишинев, 1986. С.68.
213. Валиев К.А., Кириллов А.Н., Ковтун Б.Н. и др. Моделирование электронно-литографического процесса экспонирования полимерных резистов: Препр. ИОФАН № 113. М., 1985. 34 с.
214. Валиев К.А., Великов А.В., Кириллов А.Н. и др. Моделирование процесса формирования скрытого изображения при экспонировании резиста электронным лучом // Микроэлектроника. 1986. Т.15, № 1. С.61-65.
215. Валиев К.А., Кириллов А.Н., Ковтун Б.Н. и др. Оптимизированный метод коррекции эффекта близости в электронной литографии // Там же. 1987. Т. 16, № 2. С.122-130.
216. Деркач В.П., Мерзвинский А.А., Старикова Л.В. Метод коррекции эффекта близости в электронной литографии // Там же. 1985. Т. 14, № 6. С.467-477.
217. Kuser D.F., Ting C.H. Voltage dependence of proximity in electron-beam lithography // J.Vac.Sci. and Technol. 1979. Vol.16, N 6. P.1759-1763.
218. Aizaki N. Proximity effect dependence on substrate material // Ibid. N 4. P.1726-1733.
219. Phang J.C.H., Ahmed H. Line profiles in thick electron resists layers and proximity effects correction // Ibid. N 6. P.1754-1763.
220. Казо И.Ф., Косунский В.М., Курбатская Н.П. Экспериментальное определение и аппроксимация точечной функции близости в электронной литографии // Физико-технологические вопросы кибернетики. Киев: ИК АН УССР, 1984. С.15-24.
221. Parikh M. Proximity effects in electron lithography: Magnitude and correction technique // IBM J. Res. Develop. 1980. Vol. 24, N 4. P.438-451.
222. Валиев К.А., Ковтун Б.Н., Кудря В.П., Махвиладзе Т.М. Новый метод оптимизации литографических процессов // Математическое моделирование в микроэлектронике / Под ред. Д.Ю.Занявичуса. Вильнюс: ИФП АН ЛитССР. 1987. С.3-9.
223. Aristov V.V., Erko A.I., Babin S.V., Dorozhkina L.V. Investigation of proximity effect in E-beam lithography // "ME-83": Proc. Intern. Conf. on Microlithography. Cambridge, 1983. P.56-63.
224. Аристов В.В., Бабин С.В., Ерко А.И. Исследование влияния эффекта близости на характеристики резиста // Тр. Междунар. конф. по электронно-лучевым технологиям. Варна. 1985. С.501-504.
225. Бабин С.В., Ерко А.И., Рощупкин Д.В., Свинцов А.А. Методика коррекции эффектов близости при экспонировании встречно-штыревых преобразователей на ПАВ // Поверхность. Физика, химия, механика. 1988. № 3. С.144-145.
226. Зайцев С.И., Свинцов А.А. Теория изотропного локального травления: постановка задачи и основные уравнения // Там же. 1986. № 4. С.27.
227. Зайцев С.И., Свинцов А.А. Теория изотропного локального травления: свойства задачи и некоторые аналитические решения // Там же. 1987. № 1. С.47.
228. Aristov V.V., Babin S.V., Davydov A.V. et al. Precise lithography for component integral optics of nanometer range // Microelectron. Eng. 1987. N 6. P.129-134.
229. Бабин С.В., Ерко А.И., Свинцов А.А. Электронная литография аperiодических субмикронных структур // "ЭЛТ-88": Тр. Междунар. конф. по электронно-лучевым технологиям. Варна. 1988. Т.3. С.379-385.
230. Grun A.E. // Ztsch. Naturforsch. A. 1957. Bd. 12, N.2. S.89-95.
231. Бабин С.В., Ерко А.И., Давыдов А.В., Свинцов А.А. Создание прецизионных элементов зонной оптики методом электронно-лучевой литографии // Поверхность. Физика, химия, механика. 1988. № 4. С.79-82.
232. Дремова Н.Н., Ерко А.И., Рощупкин Д.В. Влияние пироэффекта на формирование изображения сегнетоэлектрических кристаллов в РЭМ // Там же. 1987. № 7. С.125-130.
233. Аристов В.В., Агафонова В.А., Ерко А.И., Рощупкин Д.В. Исследование особенностей электронно-лучевой литографии на подложках  $\text{LiNbO}_3$  // Тр. Междунар. конф. по электронно-лучевым технологиям. Варна, 1985. С.468-473.
234. Dutley E.H. Semiconductors and semimetals. N.Y.: Acad. press, 1970.
235. Бабин С.В., Давыдов А.В., Ерко А.И., Свинцов А.А. Электронно-лучевое экспонирование встречно-штыревых преобразователей на ПАВ // Акустоэлектроника-87: Тр. Междунар. конф. Варна, 1987. Т.2. С.121-125.
236. Бабин С.В., Давыдов А.В., Ерко А.И. Исследовательский комплекс для электронно-лучевой литографии // ПТЭ. 1987. № 2. С.191-195.

237. Давыдов А.В., Ерко А.И. Электронно-лучевой микрофабрикатор нелинейных структур фазочувствительных приборов // ЭЛТ-88: Тр. Междунар. конф. по электронно-лучевым технологиям. Варна, 1988. Т.3. С.386-388.
238. Babin S.V., Erko A.I., Fabrication of diffraction X-ray elements // Nucl. Instrum. and Meth. Phys. Res. A. 1989. Vol.282. P. 529-531.
239. Shiono T., Setsune K., Yamazaki O., Wasa K. Rectangular apertured micro-Fresnel lens arrays, fabricated by electron-beam lithography // Appl.Opt. 1987. Vol.26, N 3. P.587-591.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ .....	3
Глава 1	
ПОГЛОЩЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ ВОЛН НАНОМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА .....	5
1.1. Факторы, определяющие взаимодействие рентгеновских лучей с веществом .....	5
1.2. Экспериментальные методы измерения оптических констант материалов .....	9
1.3. Рентгенооптические элементы на эффекте полного внешнего отражения .....	16
Глава 2	
ЭЛЕМЕНТЫ ПЛОСКОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ ОПТИКИ .....	20
2.1. Свойства зонных пластинок Френеля .....	22
2.1.1. Аберрации зонных пластинок .....	26
2.1.2. Светосила и эффективность зонной оптики .....	30
2.2. Голографические зонные пластинки .....	38
2.3. Киноформные зонные пластинки .....	40
2.4. Зонные пластинки с линейным фокальным пятном .....	43
Глава 3	
ПЕРЕДАЧА ИЗОБРАЖЕНИЙ В РЕНТГЕНОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ МЕТОДАМИ ГОЛОГРАФИИ И КОГЕРЕНТНОЙ ОПТИКИ .....	47
3.1. Методы рентгеновской голографии .....	47
3.1.1. Рентгеновские голограммы .....	48
3.1.2. Источники когерентного рентгеновского излучения ....	52
3.2. Использование эффекта Тальбота для передачи изображений в рентгеновском излучении .....	56
3.2.1. Фурье-изображения в когерентном излучении .....	56
3.2.2. Фурье-изображения в некогерентном излучении .....	64
3.2.3. Дифракционный объектив на эффекте Тальбота .....	68
3.2.4. Спектрометрия на основе эффекта Тальбота .....	69
Глава 4	
СИНТЕЗИРОВАННАЯ ТРЕХМЕРНАЯ БРЭГГ-ФРЕНЕЛЕВСКАЯ РЕНТГЕНООПТИКА .....	72
4.1. Многослойные рентгеновские зеркала .....	72
4.2. Пространственная структура и свойства брэгг-френелевских линз .....	77
4.2.1. Дифракционная модель брэгг-френелевской линзы .....	77
4.2.2. Экспериментальная реализация брэгг-френелевских элементов рентгенооптики .....	83
4.2.3. Аберрации брэгг-френелевских линз .....	92

4.3. Модуляторы рентгеновского излучения .....	96
4.4. Сравнительные характеристики плоских и объемных рентгенооптических элементов .....	101
Глава 5	
ТЕХНОЛОГИЯ СОЗДАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ДИФРАКЦИОННОЙ ОПТИКИ .....	105
5.1. Методы формирования структур рентгенодифракционных элементов .....	106
5.2. Использование электронной литографии для формирования топологий элементов рентгеновской оптики .....	109
5.2.1. Предельное разрешение электронно-оптических систем .....	109
5.2.2. Аппаратурная реализация процесса электронно-лучевой литографии .....	111
5.2.3. Физический механизм искажения размеров структур в электронно-лучевой литографии .....	115
5.2.4. Алгоритм коррекции эффектов близости .....	117
5.3. Функция рассеяния энергии первичного электронного пучка и ее свойства .....	117
5.3.1. Влияние физических свойств подложки .....	117
5.3.2. Измерение экспериментальных параметров рассеяния энергии в электронном резисте .....	121
5.4. Специализированная система управления установкой электронно-лучевой литографии .....	124
5.5. Технология создания зонных пластинок .....	128
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	131
ЛИТЕРАТУРА .....	132

Научное издание

Аристов Виталий Васильевич,  
Ерко Алексей Иванович

**РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА**

*Утверждено к печати  
Институтом проблем технологии микроэлектроники  
и обособленных материалов АН СССР*

Заведующая редакцией *Н.Н. Прокофьева*  
Редактор издательства *Л.Е. Кононенко*  
Художник *О.Ю. Кошелев*  
Художественный редактор *В.Ю. Яковлев*  
Технический редактор *Е.В. Лойко*

ИБ № 48666

Подписано к печати 11.02.91. Формат 60 × 90<sup>1/16</sup>  
Бумага офсетная. Печать офсетная  
Усл.печ.л. 9,5. Усл.кр.-отт. 9,56. Уч.-изд.л. 10,3  
Тираж 600 экз. Тип.зак. 1060  
Цена 2 р. 10 к.

Оригинал-макет подготовлен на персональном компьютере  
в Институте проблем технологии микроэлектроники  
и обособленных материалов АН СССР

Автор обложки *В.А. Шабунина*

Ордена Трудового Красного Знамени  
издательство "Наука"  
117864 ГСП-7, Москва В-485  
Профсоюзная ул., 90.

2-я типография издательства "Наука"  
121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 6.

ИЗДАТЕЛЬСТВО "НАУКА"

ГОТОВИТСЯ К ПЕЧАТИ КНИГА:

Проблемы микроэлектроники. — Труды Физико-технологического института. Т. 1. — 10 л. — 2 р.

Сборник включает работы в области субмикронной микроэлектроники. Первая его часть посвящена экспериментальному исследованию процессов технологии микроэлектроники, в том числе фотолитографических и плазменных процессов. Во второй части сборника приведены работы по теории и численному моделированию физико-химических явлений, связанных с микроэлектронной технологией, и явлений, определяющих функционирование субмикронных элементов и интегральных схем.

Для специалистов в области микроэлектроники.